



This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

- + *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
- + *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
- + *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
- + *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at <http://books.google.com/>



Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

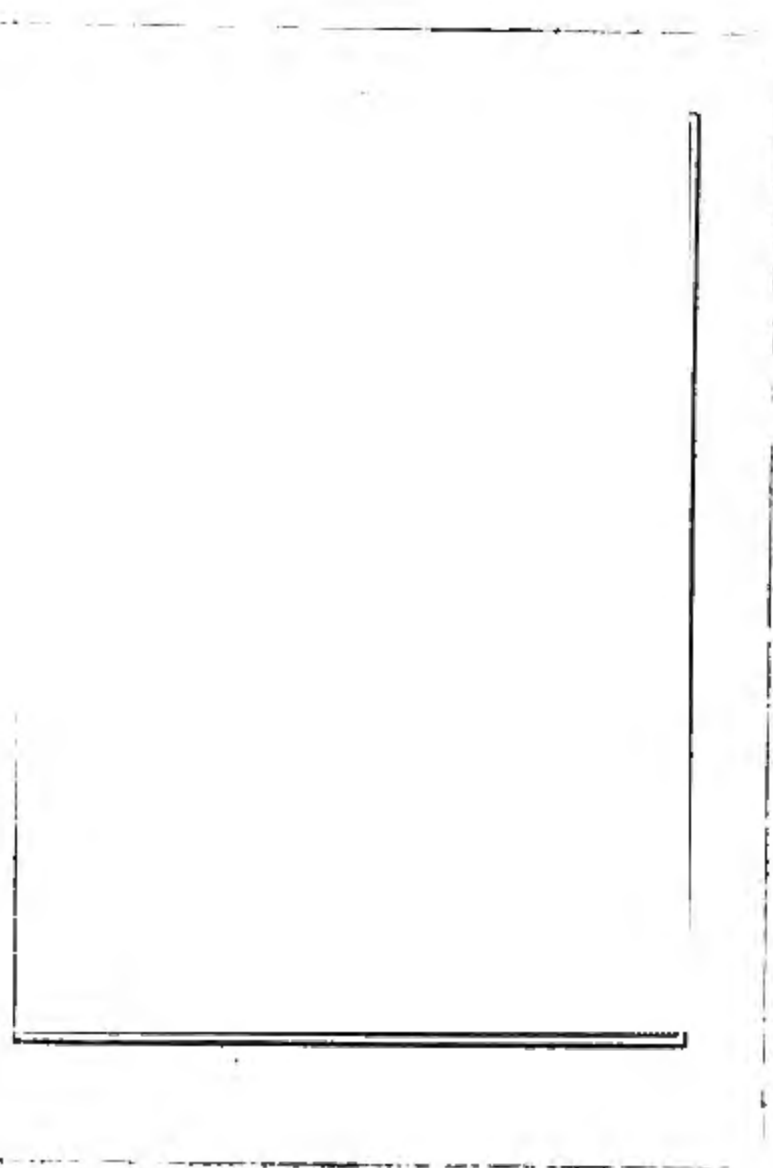
Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

- + *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.
- + *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.
- + *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.
- + *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter <http://books.google.com> durchsuchen.



Physical
QC
D40

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Jahre 1913

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“ dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel Richard Assmann

für reine Physik

für kosmische Physik



Braunschweig

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn

1913

134.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1913

Fünfzehnter Jahrgang

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel



Braunschweig

Druck und Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn

1913

Inhalt*).

	Seite
J. FRANCK und G. HERTZ. Messung der Ionisierungsspannung in verschiedenen Gasen	1, 2 34
W. BURSTYN. Die Quecksilberlampe als Unterbrecher, insbesondere für Röntgenzwecke	1
E. GEHRCKE. Scharfe Interferenzstreifen an keilförmigen Platten	1
F. DOLEZALEK und A. SCHULZE. Über gegenseitige Assoziation von Äther und Chloroform im Gaszustand	1
J. FRANCK, R. POHL und P. PRINGSHEIM. Erwiderung an Herrn MARX	1
F. REICHE. Über die Emission, Absorption und Intensitätsverteilung von Spektrallinien	1 8
ERICH MARX. Erwiderung an Herrn FRANCK und POHL auf ihre gemeinsam mit Herrn PRINGSHEIM veröffentlichte Erwiderung	2 53
HANS ALTERTHUM. Die relative Temperaturskala fester Körper .	2 25
Institut International de Physique Solvay	22
W. J. DE HAAS und P. DRAPIER. Zur Messung der absoluten Suszeptibilität von Flüssigkeiten	23 92
E. WAERTZMANN und G. MÜCKE. Untersuchungen an physikalisch-objektiven Kombinationstönen	23, 348 59
KARL KÖRNER. Die RITZsche Theorie des normalen Zeemaneffektes	23 69
S. RATNOWSKY. Zur Theorie der festen Körper	23 75
A. WEHNELT. Die Stromverteilung an Kathoden von Entladungsröhren	23 47
HANS ALTERTHUM. Die Zustandsgleichung fester Körper	23 65
KARL WILLY WAGNER. Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika	45
H. v. SIEMENS. Dampfdruckmessungen und Thermometrie bei tiefen Temperaturen	57
H. GEIGER und E. MARSDEN. Über Zerstreuung der α -Strahlen .	57
ALFRED SIGGEL. Zur Thermodynamik kristallwasserhaltiger Salze	57
PAUL KNIPPING. Erscheinungen beim Durchgang von Röntgenstrahlen durch Kristalle	57
G. v. HEVESY. Über das RUTHERFORDSche Atommodell	58
G. QUINCKE. Über Brechung elektrischer Strahlen und elektrische Schaumwände	58 96

*) An den durch die fett gedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

	Seite
LEO GRUNMACH. Universal-Meßapparat zur photographischen Aufnahme und zu mikrometrischer Ausmessung von Kapillarwellen	58 134
Dr. WILLY HOWE†	93
Prof. Dr. HERMANN EBERT†	93
W. NERNST. Über Atomwärme und Quantentheorie	93
H. RUBENS. Über das Absorptionsspektrum des Wasserdampfes im Gebiet langer Wellen	93
A. EUCKEN. Über die Berechnung spezifischer Wärmen aus elastischen Konstanten	94 571
KASIMIR FAJANS. Über die Einordnung der Radioelemente in das periodische System	94
H. J. VAN DER BIJL. Über langsame Ionen in flüssigen Dielektriken	94 102
R. POHL und P. PRINGSHEIM. Über die lichtelektrische Elektronenemission des Ca	94, 570 111
H. GREINACHER. Über wandernde Lichtbögen (Hörnerblitzableiter) und verwandte Erscheinungen	94 123
MICHAEL PÓLÁNYI. Eine neue thermodynamische Folgerung aus der Quantenhypothese	94 157
L. HÖGELSBERGER. Eine Vereinfachung der Methode zur Bestimmung des wirksamen Widerstandes von Schwingungskreisen mit Hilfe gedämpfter Schwingungen	94 167
R. POHL und P. PRINGSHEIM. Der selektive Photoeffekt bezogen auf absorbierte Lichtenergie	109, 110 173
F. ECKERT. Über anomale Dispersion im Gebiet kurzer elektrischer Wellen	109, 422 307
A. WEHNELT. Disruptive Entladungen beim Zusammentreffen zweier geschichteter positiver Lichtsäulen	109 140
H. J. VAN DER BIJL und G. SZIVESSY. Über das Absorptionsvermögen im elektrischen Felde	109 151
E. HUPKA und W. STEINHAUS. Erzeugung von Interferenzfransen durch Röntgenstrahlen	109 162
— — Beitrag zur Kenntnis der Natur der Röntgenstrahlen	109 164
G. SZIVESSY. Über einen SOLÉIL-BABINETSchen Kompensator mit Halbschatteneinstellung	110 201
Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. Neue Fassung des Entwurfs VII, Einheitsbezeichnungen (Bericht von K. SCHRELL und K. STRECKER)	143
E. GRÜNEISEN. Über den Einfluß von Temperatur und Druck auf den elektrischen Widerstand der Metalle	171 186
R. LINDEMANN und W. HÜTER. Über den Skineffekt von Flachspulen und kurzen Zylinderspulen bei schnellen elektrischen Schwingungen	171 219
K. GLIMME und J. KOENIGSBERGER. Primärgeschwindigkeit der Kanalstrahlen unter verschiedenen Bedingungen	171 267
H. J. VAN DER BIJL. Zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeit in dichten Medien	351 210
ALBERT WIGAND und EMIL EVERLING. Die Entstehung von Lichtsäulen bei der Reflexion	351 237
KASIMIR FAJANS. Die radioaktiven Umwandlungen und die Valenzfrage vom Standpunkte der Struktur der Atome	351 240

	Seite	
E. GEHRCKE. Über die Koordinatensysteme der Mechanik	351	260
R. REIGER. Über Potentialstörungen durch Sonden in der leuchten- den positiven Säule	351	271
HANS SCHULZ. Über Gelatine-Farbfiler für Quecksilberlampen	352	286
PAUL SELÉNYI. Zur Frage der Beeinflussung selektiver Absorp- tionsspektren durch elastische Deformation	351	290
H. DU BOIS. Zur Erzeugung starker und gleichförmiger magneti- scher Dauerfelder	352	292
— Die Entmagnetisierungsfaktoren elliptischer Zylinder	352	305
H. J. VAN DER BIJL. Zur Bestimmung der Erstenenergien lichtelek- trisch ausgelöster Elektronen	352	330
R. REIGER. Über Potentialstörungen durch Glühsonden in der leuchtenden positiven Säule	351	355
R. POHL und P. PRINGSHEIM. Über den normalen Photoeffekt von K-Amalgamen verschiedener Konzentration	396, 570	431
W. LUTHE. Ballistische Messungen der magnetischen Viskosität unter besonderer Berücksichtigung der Selbstinduktion	396	458
E. GEHRCKE und R. SEELIGER. Über Oberflächenladungen auf Leitern im Vakuum	487	488
P. EHRENFEST. Bemerkung betreffs der spezifischen Wärme zwei- atomiger Gase	487	451
M. LAUE. Neue Beobachtungen über Röntgenstrahlinterferenzen	487	
WALTHER MEISSNER. Über das Lichtbrechungsvermögen des flüssi- gen Wasserstoffs mit einer kurzen Beschreibung der be- nutzten Verflüssigungsanlage	487	540
S. RATNOWSKY. Experimenteller Nachweis der Existenz fertiger elektrischer Dipole in flüssigen Dielektrika	488	497
ALFRED SCHULZE. Über Assoziationserscheinungen an einigen Gas- gemischen	488	488
H. GEIGER. Über eine einfache Methode zur Zählung von α - und β -Strahlen	517, 920	534
A. EUCKEN und F. SCHWERS. Eine experimentelle Prüfung des T^3 -Gesetzes für den Verlauf der spezifischen Wärme fester Körper bei tiefen Temperaturen	517	578
F. F. MARTENS und ISOLDE GANSWINDT. Über Form und Erregung von Sendern für kurze elektrische Wellen	517	557
WILHELM HEUSE. Dichte und Atomgewicht des Heliums	517	518
ROMAN CEGIELSKIJ. Zur Frage der „Zerlegung hochkomplizierter chemischer Verbindungen im schwankenden magnetischen Kraftfelde“	517	566
R. REIGER. Über den Einfluß der räumlichen Ladung auf den Anodenfall	351	897
— Über den Einfluß räumlicher Ladung auf Schichten und Schichten- bildung	351	428
CURT WACHTEL. Bemerkungen zum zweiten Wärmesatz	352	864
J. FRANCK und G. HERTZ. Über Zusammenstöße zwischen Gas- molekülen und langsamen Elektronen	352	378
— — Notiz über Bildung von Doppelschichten	352	891
E. HUPKA. Über Erscheinungen, welche bei der Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen auftreten	352	869

	Seite
E. GOLDSTEIN. Über ein noch nicht beschriebenes, anscheinend dem Helium angehörendes Spektrum	352, 516 402
Geh. Regierungsrat Professor Dr. RICHARD BÖRNSTEIN†	395
Professor Dr. R. GÜNTSCH†	395
A. BYK. Zur Theorie der elektrischen und chemischen Atomkräfte	396 524
O. LEHMANN. Erforschung der Molekularkräfte durch Störung des molekularen Gleichgewichtes bei flüssigen Kristallen	396 413
J. HERWEG. Über das Spektrum der Röntgenstrahlen	555
H. DEMBER. Über die Erzeugung von Röntgenstrahlen durch langsame lichtelektrische Elektronen	560
WILHELM BURMEISTER. Untersuchungen über die ultraroten Absorptionsspektren einiger Gase	589
J. FRANCK und G. HERTZ. Über Zusammenstöße zwischen langsamen Elektronen und Gasmolekülen. II.	618
Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. Wechselstromgrößen. (Erläuterungen von J. TEICHMÜLLER und R. RICHTER.)	621
R. POHL und P. PRINGSHEIM. Über den Einfluß des Sauerstoffs auf den selektiven Photoeffekt des Kaliums	625
— — Über die langwellige Grenze des normalen Photoeffektes	637
ANTON FINZEL. Über die Reflexion scherender Deformationen an der Grenzfläche zweier Flüssigkeiten	645
O. REICHENHEIM. Über den anomalen Anodenfall und die Entstehung der Anodenstrahlen	658
E. GEHCKE. Bemerkung zum Geschwindigkeitsverteilungsgesetz	669
EVA v. BAHR. Über den Einfluß des Druckes auf die Absorption sehr langwelliger Strahlen in Gasen	673
P. DEBIJE. Über den Einfluß der Wärmebewegung auf die Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen	678
MAX BODENSTEIN. Eine Theorie der photochemischen Reaktionsgeschwindigkeit	690
P. PRINGSHEIM. Über die Beobachtung lichtelektrischer Schwankungen mit Hilfe empfindlicher Spitzen	705
EVA v. BAHR. Über die ultrarote Absorption der Gase	710
— — Das Absorptionsspektrum des Wasserdampfes	731
P. DEBIJE. Über die Intensitätsverteilung in den mit Röntgenstrahlen erzeugten Interferenzbildern	738
T. TAEGER. Strom und Stromeffekt im Resonanzkreise bei der Annahme geradlinigen Amplitudenabfalls im Primärsystem	753
RUDOLF ORTVAY. Zur Theorie der festen Körper	773
P. DEBIJE. Zur Theorie der anomalen Dispersion im Gebiete der langwelligen elektrischen Strahlung	777
BRUNO THIEME. Über einige Beobachtungen beim Nachleuchten	794
H. GRÜNACHER. Über den Einfluß der Glimmentladung auf den lichtelektrischen Effekt	797
J. STARK. Elektronenaffinität bei der Stoßionisierung von Atomen in chemischen Verbindungen	809
— Über den spektralanalytischen Nachweis von Molekülkanalstrahlen	813
ADOLF HEYDWEILLER. Magnetonen- und Sterenzahlen magnetischer Kationen	918 821
M. v. PIRANI. Über die Verwendung von Lichtfiltern in Verbindung mit dem HOLBORN-KURLBAUMSchen Pyrometer	826

	Seite
K. v. WESENDONK. Zur Thermodynamik	859
P. DEBIJE. Spektrale Zerlegung der Röntgenstrahlung mittels Reflexion und Wärmebewegung	857
G. GEHLHOFF und F. NEUMEIER. Über die thermischen und elek- trischen Eigenschaften der Wismut-Antimon-Legierungen zwischen -190° und $+100^{\circ}$ C	876
WILHELM H. WESTPHAL. Die Konstante des STEFANSchen Strah- lungsgesetzes	897
MAX REINHOLD. Über die Abhängigkeit der Kapillaritätskonstante des Wassers und von Alkohol-Wassermischungen von der Temperatur	906
J. STEPH. VAN DER LINGEN. Der molekulare Bau flüssiger Kristalle	918
A. KORN. Das Elektron als pulsierendes Teilchen mit konstantem Pulsationsquantum	919 924
R. POHL. Die lichtelektrische Elektronenemission	919
J. FRANCK und G. HERTZ. Über einen Zusammenhang zwischen Stoßionisation und Elektronenaffinität	919 929
CLEMENS SCHARFER. Die träge Masse schnell bewegter Elektronen. Nach Versuchen von GÜNTHER NEUMANN	919 935
— Über ein zweidimensionales Dispersions- und Absorptionsproblem. Nach gemeinschaftlichen Untersuchungen mit Frl. H. STALL- WITZ	919 939
K. F. HERZFELD. Über die Zahl der freien Elektronen in Metallen	920
L. FLAMM. Die Messung radioaktiver Substanzen im Schutzring- plattenkondensator	920
ARTHUR SZARVASSI. Zur Elektrodynamik der Bogen- und Funken- entladung	920 941
A. EINSTEIN. Zum Gravitationsproblem	920
W. v. DYCK. Die KEPLER-Manuskripte der Wiener Hofbibliothek	920
A. KORN. Über telegraphische Übertragungen kinematographischer Aufnahmen	920 946
H. LEHMANN. Kinematographenapparate mit optischem Ausgleich der Bildwanderung (nach dem Nebelbilderprinzip)	920
— Die Kinematographie als Demonstrationsmittel in der Wissenschaft	920
RYDBERG. Ein rationelles Dimensionssystem der physikalischen Begriffe	920
R. SEELIGER. Über elektrische Doppelschichten auf Metallober- flächen im Vakuum. Nach Versuchen gemeinsam mit E. GEHRCKE	920 950
O. LEHMANN. Die Quellung flüssiger Kristalle	921 958
V. F. HESS. Über Neuerungen und Erfahrungen an den Radium- messungen nach der α -Strahlenmethode	921 1002
TH. WULF. Durchdringende Strahlung	920
BR. GLATZEL. Ausströmungserscheinungen von Gasen unter hohem Druck; nach gemeinsam mit C. CRANZ angestellten Versuchen	921 1067
ALBERT WIGAND. Das ultraviolette Ende des Sonnenspektrums in verschiedenen Höhen bis 9000 m	921 1090
G. LUTZE. Zusammenhang der Störungen des atmosphärischen Potentialgefälles mit den luftelektrischen Empfangsstörungen der drahtlosen Telegraphie, nach Untersuchungen am Boden und im Freiballon	921 1100

	Seite
G. LUTZE. Die Ausbreitung der elektromagnetischen Wellen der drahtlosen Telegraphie längs der Erdoberfläche; nach Beobachtungen bei Freiballonfahrten	921 1107
WERNER KOLHÖRSTER. Messungen der durchdringenden Strahlung im Freiballon in größeren Höhen	921 1111
E. EVERLING. Beobachtung und Theorie der durch Reflexion erzeugten Lichtsäulen	921 1117
G. VIETH. Demonstration mit einer neuen Kolbenpumpe von GARDE	921
HEINRICH BRILL und ERNST SCHENKL. Über die Prinzipie von HAMILTON und MAUPERTUIS	921 1082
M. v. LAUE. Über Interferenz von Röntgenstrahlen in Kristallen	921
W. FRIEDRICH. Über Interferenz von Röntgenstrahlen in Kristallen	921
E. WAGNER. Experimenteller Beitrag zur Interferenz von Röntgenstrahlen	922
G. TAMMANN. Über die Theorie des Polymorphismus	922
R. ZSIGMONDY. Über die Natur der Gele	922
J. STARK. Über die elektrische und die damit verbundene optische Änderung der chemischen Atome	922
CHARLES G. BARKLA. Charakteristische Röntgenstrahlungen . . .	922 1278
F. NEESSEN. Versuche der Zentralstelle für wissenschaftlich-technische Untersuchungen über den Blitzschutz, insbesondere bei Sprengstoffanlagen	922, 1165 1178
H. DEMMER. Über die Erzeugung von Röntgenstrahlen durch langsame Elektronen	922
H. KLEINPETER. Zur Theorie der Erkenntnis in der Physik . . .	922
M. PALAGYI. Über das Relativitätsprinzip in der modernen Physik und Naturphilosophie	922
LÉON SCHAMES. Zustandsgleichung, Zustandsdiagramm und Assoziationshypothese	922 1017
A. v. SCHÜTZ. Eine Theorie der Ätherstrahlung	922
J. GOLDSCHMIED. Die Konstitution der Materie und der Energie .	922
H. GERDIEN. Der Luftgeschwindigkeitsmesser der SIEMENS & HALSKE A.-G. Nach gemeinsam mit R. HOLM durchgeführten Untersuchungen	922 961
MAX TRAUTZ. Über spezifische Wärme	923 969
J. SAHULKA. Messung kleiner Kapazitäten und Selbstinduktionskoeffizienten	923
M. BORN. Theorie des Gesetzes von EÖTVÖS, eine Anwendung der Quantenlehre	923
CHR. FÜCHTBAUER und CURT SCHELL. Methoden zur quantitativen Untersuchung von Absorptionslinien, speziell der Natriumlinien	923 974
— und W. HOFMANN. Über Maximalintensität, Dämpfung und wahre Intensitätsverteilung von Absorptionslinien des Cäsiums	923 982
F. JENTZSCH. Beobachtungen am Binokularmikroskop	923
F. HENNING. Die Fixierung der Temperaturskala zwischen 0° und — 183°	923
H. THIRRING. Zur Theorie der Raumgitterschwingungen und der spezifischen Wärme kristallinischer Körper	923
I. TRAUBE. Theorie des kritischen Zustandes und Molekulargewicht der Flüssigkeiten	923, 1067 1219

	Seite	
PAUL CERMAK. Zur Demonstration des Peltiereffektes bei hohen Temperaturen	923	1168
H. SCHULZ. Interferenzapparat zur Prüfung von Planflächen	923	
A. KORN. Zur Frage der internationalen Vereinheitlichung wichtiger Begriffe und Bezeichnungen in der Potentialtheorie und Elastizitätstheorie		992
J. WÜRSCHMIDT. Untersuchungen über Volumänderungen von Amalgamen		1027
WALTHER GERLACH und EDGAR MEYER. Über die Auslösung von Spitzenentladungen durch ultraviolettes Licht		1037
A. GEHRTS. Die Ursache der Elektronenemission von Oxydkathoden		1047
A. WEHNELT und E. LIEBREICH. Über die Energie der Elektronenemission glühender Körper		1057
E. GEHRCKE und O. REICHENHEIM. Bemerkung zu einer Mitteilung von Herrn J. STARK		1068
F. HIMSTEDT. Bemerkungen zu der Abhandlung des Herrn O. REICHENHEIM: „Über den anormalen Anodenfall und die Entstehung der Anodenstrahlen“		1064
EVA v. BAHR. Über die ultrarote Absorption der Gase	1067	1150
A. EUCKEN. Über die Anwendung der Quantentheorie auf das ultrarote Absorptionsspektrum des Wasserdampfes	1067	1159
G. GEHLHOFF und F. NEUMEIER. Beiträge zur Kenntnis der thermischen und elektrischen Eigenschaften von gepreßten Pulvern aus Antimon, Wismut und Bleiglanz		1069
ADOLF HEYDWEILLER. Über den Magnetismus paramagnetischer Salze in Lösung		1120
M. WOLKE. Zur Quantentheorie	1165	1123
HANS BOAS. Löschfunkenstrecke mit Elektroden aus hochschmelzenden Metallen, speziell Wolfram		1180
H. SCHIMANK. Widerstand von Metallen bei tiefen Temperaturen	1165	
FELIX EHRENHAFT. Der Nachweis von Elektrizitätsmengen, welche kleiner sind als die Ladung des Elementarquantums oder Elektrons	1165	1187
E. SCHRÖDINGER. Notiz über die Theorie der anomalen elektrischen Dispersion	1237	1167
W. STUBING. Wirkung eines Magnetfeldes auf Fluoreszenzintensität	1237	1181
HERMANN ZAHN. Über die von einem Atom in Spektrallinien ausgesandte Energie	1237	1208
M. WOLKE. Zur Quantentheorie. (Zweite Mitteilung.)	1237	1215
J. STARK. Bemerkung zu einer Mitteilung der Herren E. GEHRCKE und O. REICHENHEIM	1237	1235
ALFRED REIS. Beiträge zur Spektroskopie der Flammen	1237	1247
FRANZ KIEBITZ. Eine neue Methode zur Messung von Koppelungsgraden und Induktionsgrößen	1237	1240
The Iron and Steel Institute. Andrew-Carnegie-Stipendium		1239
E. WARBURG. Bemerkungen zu der Aufspaltung der Spektrallinien im elektrischen Feld	1269	1259

	Seite
O. REICHENHEIM. Zur Bemerkung des Herrn HIRSTEDT über meine Arbeit: „Der anomale Anodenfall und die Entstehung der Anodenstrahlen“	1270 1267
RUDOLF EWALD. Messungen spezifischer Wärmen bei tiefen Temperaturen	1269
HEINR. RUSSEL. Dissoziation des Chlors nach Explosionsversuchen	1269
M. DE BROGLIE. Über eine Methode, die Spektra der Röntgenstrahlen zu photographieren	1269 1348
S. VALENTINER und O. ZIMMER. Über den Brechungsexponent von Gasgemischen	1270 1301
L. ZEHNDER. Über die Strahlung der Gase	1270 1317
FR. HAUSER. Methode und Versuche zur Bestimmung der wahren Spannungen beim Zugversuch mit beliebiger Temperatur	1270 1278
E. WERTHEIMER. Über den Einfluß der Glimmentladung auf den Voltaeffekt	1270 1333
K. SCHWARZSCHILD. Bemerkung zur magnetischen und elektrischen Zerlegung von Spektrallinien	1271
W. HÜTTEMANN. Über die Emission von Elektronen und positiven Ionen aus glühenden Drähten	1271
F. F. MARTENS. Elektrische Maschinen für Vorlesungs- und Übungszwecke, nach gemeinsam mit G. ZICKNER ausgeführten Versuchen	1271
— Untersuchung von Stoßerregungsvorgängen mit dem BRAUNschen Rohr unter Verwendung der LISSAJOUSschen Methode	1271
K. EISENMANN. Über die kanonische Zustandsgleichung fester Körper	1271
FELIX EHRENHAFT. Nachtrag und Berichtigung zur Mitteilung: Der Nachweis von Elektrizitätsmengen, welche kleiner sind als die Ladung des Elementarquantums oder Elektrons	1271 1350
<hr/>	
85. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Wien 1913	394, 919
Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen	143, 621
<hr/>	
Geschäftliches	349
Wahlen des Vorstandes, des Beirates und des Wissenschaftlichen Ausschusses	349, 350
Vermögensbilanz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 31. Dezember 1912	353
Gewinn- und Verlustkonto der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 31. Dezember 1912	354
<hr/>	
Aufnahme von Mitgliedern 2, 24, 58, 94, 95, 110, 172, 352, 396, 488, 518, 1068, 1165, 1166, 1238, 1270, 1272	
Mitgliederliste	1353
<hr/>	
Alphabetisches Namenregister	1368

Verhandlungen der **Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

15. Januar 1913.

Nr. 1.

Sitzung vom 10. Januar 1913.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. G. Hertz berichtet über
die Ionisierungsspannung verschiedener Gase
nach gemeinsam mit **Hrn. J. FRANCK** ausgeführten Versuchen.

Sodann demonstriert **Hr. W. Burstyn**
die Quecksilberlampe als Unterbrecher, insbesondere für
Röntgenzwecke.

Endlich spricht **Hr. E. Gehrcke** über
scharfe Interferenzstreifen an keilförmigen Platten.

Zum Abdruck in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft sind
während der Ferien folgende Mitteilungen eingegangen von den
Herren:

F. Dolezalek und **A. Schulze**: Über gegenseitige Asso-
ziation von Äther und Chloroform im Gaszustand
(diese Verh. 14, 1091—1096, 1912).

J. Franck, **R. Pohl** und **P. Pringsheim**: Erwiderung an
Herrn **MARX** (diese Verh. 14, 1124—1125, 1912).

F. Reiche: Über die Emission, Absorption und Inten-
sitätsverteilung von Spektrallinien.

Erich Marx: Erwiderung an Herren FRANCK und POHL auf ihre gemeinsam mit Hrn. PRINGSHEIM veröffentlichte Erwiderung.

Hans Alterthum: Die relative Temperaturskala fester Körper.

J. Franck und G. Hertz: Messung der Ionisierungsspannung in verschiedenen Gasen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. ERICH SCHNEEWEISS, Berlin NW 6, Karlstraße 32.

(Vorgeschlagen durch Hrn. M. K. GROBER.)

Hr. Ingenieur EGBERT v. LEPEL, Berlin W 30, Traunsteinerstraße 9
(bei Hrn. W. BURSTYN).

(Vorgeschlagen durch Hrn. W. BURSTYN.)

**Über die Emission, Absorption
und Intensitätsverteilung von Spektrallinien;
von F. Reiche.**

Vorläufige Mitteilung. (Eingegangen am 23. Dezember 1912.)

§ 1. Einleitung.

In einer demnächst zu veröffentlichenden Arbeit über die Intensitätsverteilung schmaler Spektrallinien bin ich zu Resultaten gelangt, die ich im Auszuge hier kurz wiedergeben möchte. Betreffs aller näheren Einzelheiten verweise ich auf die ausführliche Veröffentlichung.

Ich habe mich im folgenden auf die Untersuchung einer isolierten, schmalen Spektrallinie beschränkt, wie sie in den Serien der von leuchtenden Gasen oder Dämpfen (im Geißlerrohr oder in der Bunsenflamme) emittierten Strahlung vorkommt. Eine solche Linie zeigt, wie zuerst G. L. GOUY bemerkte, eine bestimmte Intensitätsverteilung, wenn man sie in einem auflösenden Apparat (Prisma, Gitter, Interferenzspektroskop) betrachtet. Im allgemeinen ist ihre Mitte am hellsten, nach den Rändern zu fällt die Helligkeit allmählich ab.

In dem beobachteten Bilde der Linie hat man die vom Apparat erzeugte und daher von seiner speziellen Art abhängige Intensitätsverteilung zu trennen von der wahren Intensitätsverteilung der Linie, die nur von den Bedingungen des emittierenden Körpers abhängt. Auf diese wahre Intensitätsverteilung allein beziehen sich die folgenden Betrachtungen.

§ 2. Theorie der Intensitätsverteilung,
Emission dünner Schichten.

Im leuchtenden Gas oder Dampf seien N Emissionszentren pro Volumeneinheit vorhanden. Es sind dies, wenn man die Emission der Hauptserien betrachtet, wahrscheinlich elektrisch neutrale Atome des betreffenden Gases oder Dampfes, an denen schwingungsfähige Elektronensysteme haften, die durch Stoß freier Elektronen oder anderer Atome (bzw. Moleküle) zum Schwingen angeregt

worden sind. Die von diesen Systemen nach der Elektronentheorie emittierte Wellenstrahlung sei die sichtbare Strahlung der Spektrallinie. Daß man hier vorläufig von einer eventuell quantenhaft verlaufenden Emission absieht, rechtfertigt sich durch die Erkenntnis, daß die Form der Intensitätsverteilung nur von der Beschaffenheit der emittierten Wellen in der „Wellenzone“ abhängt; der absolute Wert der Intensität im Schwerpunkt der Linie dagegen wird — zum mindesten bei Temperaturstrahlung — im Sinne der Quantentheorie bestimmt werden müssen.

Als Ursache der Linienbreite kommen folgende Momente in Betracht:

1. Die PLANCKsche Strahlungsdämpfung.
2. Eine eventuell vorhandene, inneratomare Dämpfung, welche in Störungen besteht, die die regelmäßigen Schwingungen des Elektronensystems unterbrechen und nach dem Zufall zeitlich verteilt sind.
3. Die Bewegung der Zentren, die im wesentlichen den Gesetzen der kinetischen Gastheorie folgt und sich kundgibt
 - a) durch den erzeugten Dopplereffekt,
 - b) durch die Zusammenstöße der Zentren mit anderen Teilchen.

Diese Stöße bilden ebenfalls Unterbrechungen des regelmäßigen Schwingungsverlaufes.

Die emittierende Schicht sei eine unendlich ausgedehnte Platte von so geringer Dicke l , daß man bei der Berechnung der Emission die Absorption vernachlässigen kann. Der Brechungsquotient der emittierenden Schicht unterscheide sich von 1 sehr wenig. Die mittlere Entfernung der einzelnen emittierenden Zentren sei so groß, daß man von einer gegenseitigen Beeinflussung in erster Näherung absehen kann¹⁾. Die Geschwindigkeit der Zentren sei — was für Flammen wohl ohne weiteres einleuchtet — nach dem MAXWELLSchen Gesetz verteilt. Die schwingenden Elektronensysteme denken wir uns durch „äquivalente Elektronen“ von der Ladung e und der Masse m ersetzt; ihre Eigenschwingungszahl, die zugleich die Mitte (den Schwerpunkt) der Linie bezeichnet, sei n_0 ; n sei die laufende Schwingungszahl und es sei

$$\mu = n - n_0. \quad 1)$$

¹⁾ Genaueres hierüber siehe in der ausführlichen Veröffentlichung.

Bezeichnet τ die mittlere Zeit zwischen zwei „Störungen“, τ^* die mittlere Zeit zwischen zwei gaskinetischen Stößen, die das Zentrum auf seinem Wege erleidet, \bar{q} die mittlere Geschwindigkeit der Zentren, so ist, wenn wir hier die Strahlungsdämpfung gegen die übrige Dämpfung vernachlässigen¹⁾, der Emissionskoeffizient der Schicht E_0 gegeben durch die Formel:

$$E_0 = \frac{e^2 n_0^4 \bar{\varrho}_0^2 \mathfrak{N} \tau_0}{12 \pi^2 c^3} \cdot \int_0^\infty e^{-\alpha - \frac{\alpha^2}{4b^2}} \cos(x\alpha) d\alpha. \quad 2)$$

Dabei ist $\bar{\varrho}_0^2$ das mittlere Quadrat derjenigen Schwingungsamplitude, die das Elektron unmittelbar nach jeder Störung der regelmäßigen Schwingungen besitzt; ferner ist

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau^*} \quad 3)$$

$$x = \mu \tau_0 = (n - n_0) \tau_0 \quad 4)$$

$$b = \frac{2c}{\sqrt{\pi n_0 \bar{q} \tau_0}}. \quad 5)$$

Aus 2) folgt für die gesamte in der Spektrallinie emittierte Energie H_0 der Wert:

$$H_0 = \frac{e^2 n_0^4 \bar{\varrho}_0^2 \mathfrak{N}}{12 \pi c^3}, \quad 6)$$

also unabhängig von der Dämpfung und direkt proportional der Zentrendichte.

§ 3. Diskussion der allgemeinen Formel. Zwei Spezialfälle.

Die Formel 2), die für unendlich dünne Schichten die Intensitätsverteilung einer schmalen Spektrallinie darstellt, vereinfacht sich beträchtlich in gewissen Spezialfällen:

1. Wenn man von einer Bewegung der Zentren ganz absieht, sie also als ruhend annimmt, so ist: $\bar{q} = 0$, d. h. $b = \infty$ und es wird:

$$E_0 = \frac{e^2 n_0^4 \bar{\varrho}_0^2 \mathfrak{N} \tau}{12 \pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{1 + \mu^2 \tau^2}. \quad 7)$$

¹⁾ Bei Gasen und Dämpfen ist dies häufig erlaubt. Genaueres siehe in der ausführlichen Veröffentlichung.

Diese spezielle Intensitätsverteilung nennen wir die Dispersionsverteilung, da sie mit der aus der Dispersionstheorie bekannten Verteilung des Absorptionskoeffizienten schmaler Linien übereinstimmt. Die „Halbweite“ dieser Intensitätsverteilung ist

$$\bar{\mu} = \frac{1}{\tau}. \quad 8)$$

Die Linie ist also um so breiter, je schneller die Störungen aufeinander folgen. $\frac{1}{\tau}$ ist ein Maß der Dämpfung¹⁾. Der Wert der Intensität im Schwerpunkt ist der Dämpfung umgekehrt proportional.

2. Wenn man alle dämpfenden Ursachen (Störungen, Stöße) vernachlässigt und allein den Dopplereffekt berücksichtigt, so wird $b = 0$; in diesem Falle nimmt 2) die Form an:

$$E_0 = \frac{e^2 n_0^3 \bar{\rho}_0^2 \mathfrak{H}}{6 \bar{q} \pi^2 c^2} \cdot e^{-\frac{4 c^2 \mu^2}{\pi n_0^2 (\bar{q})^2}}. \quad 9)$$

Die durch 9) gegebene Verteilung ist die bekannte, allein aus dem Dopplereffekt abgeleitete RAYLEIGHsche Intensitätsverteilung²⁾. Die aus 9) sich ergebene Halbweite

$$\bar{\mu} = \frac{n_0}{2} \sqrt{\pi \lg 2} \cdot \frac{\bar{q}}{c} \quad 10)$$

zeigt, daß mit wachsender Geschwindigkeit \bar{q} der emittierenden Zentren die Linie breiter wird, wobei zugleich nach 9) die Intensität in der Mitte sinkt.

§ 4. Fortsetzung der Diskussion. Allgemeiner Fall.

Die beiden im § 3 diskutierten Spezialfälle sind in Wirklichkeit nie streng erfüllt. Wir diskutieren daher allgemeiner das in 2) enthaltene Integral:

$$J = \int_0^\infty e^{-a - \frac{\alpha^2}{4b^2}} \cdot \cos(x\alpha) d\alpha, \quad 11)$$

das uns die Form der Intensitätsverteilung darstellt. J ist eine Funktion von $x = \mu \tau_0$, die für $x = 0$, d. h. $n = n_0$ ein Maximum

¹⁾ Die VOIGTSche Dämpfungskonstante ist $\nu' = \frac{2}{\tau}$.

²⁾ RAYLEIGH, Scient. Pap. 3, 258.

besitzt und nach beiden Seiten symmetrisch auf Null abfällt.

Für $x = 0$, d. h. in der Mitte der Linie ergibt sich:

$$J_{\mu=0} = \sqrt{\pi} b e^{b^2} [1 - \Phi(b)], \quad (12)$$

wo

$$\Phi(b) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \int_0^b e^{-\alpha^2} d\alpha \quad (13)$$

das GAUSSsche Fehlerintegral bezeichnet und b durch 5) definiert ist.

Außerhalb des Linienschwerpunktes dagegen ist J nicht in geschlossener Form darstellbar und muß in Reihen entwickelt werden.

1. Wenn b groß ist gegen 1, so ist

$$J = \frac{1}{1+x^2} \left\{ 1 - \frac{1-3x^2}{2b^2(1+x^2)^2} + \dots \right\} \quad (14)$$

Diese Formel wird sich auch für kleinere b verwenden lassen, wenn nur zugleich x so groß ist, daß

$$\frac{x^2}{b^2(1+x^2)^2} \leq 1. \quad (15)$$

Ist also der Parameter $b = \frac{2c}{\sqrt{\pi} n_0 \bar{q} \tau_0}$ groß gegen 1

($b = 3$ kann in erster Näherung schon genügen), so hat die Linie in ihrem ganzen Verlaufe Dispersionsverteilung, und ihre Halbweite ist in erster Näherung

$$\bar{\mu} = \frac{1}{\tau_0}. \quad (16)$$

Hat auch das zweite Glied in der $\{\dots\}$ von 14) noch Einfluß, so wird

$$\bar{\mu} = \frac{1 + \frac{3}{4b^2}}{\tau_0}. \quad (17)$$

Auch bei denjenigen Linien, deren b nicht groß gegen 1 ist, nähert sich mit wachsendem Abstand vom Schwerpunkt die Intensitätsverteilung der Dispersionsverteilung. (Dies kann allerdings bei sehr kleinem b erst an Stellen auftreten, die außerhalb des sichtbaren oder photographisch noch wirksamen Bereiches liegen.) Für kleinere x aber, und a fortiori für $x = 0$ dürfen, wenn b klein ist, die Formeln 14), 16), 17) nicht verwendet werden. Man muß in diesem Fall J anders entwickeln:

2. Wenn b klein ist gegen 1, so entwickle man wie folgt:

$$J = 2b(S_1 - S_2), \quad (18)$$

wo

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-v^2} \left\{ 1 - b^2(2y^2 - 1) + \dots \right\} \\ \text{und} \quad S_2 &= b[1 - 2ye^{-v^2}\psi(y)] + \dots \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Dabei ist

$$y = bx = \frac{2c\mu}{\sqrt{\pi n_0 \bar{q}}} \quad (20)$$

und

$$\psi(y) = \int_0^y e^{\alpha^2} d\alpha. \quad (21)$$

Diese für kleine b geltenden, etwas komplizierten Formeln sind brauchbar, wenn

$$by^2 \leq e^{-v^2}. \quad (22)$$

Aus 18) und 19) folgt der Satz: Bei kleinem b gilt, solange die Entfernung μ von der Mitte die Beziehung 22) erfüllt, die RAYLEIGHsche Intensitätsverteilung. Die Halbwerte ist in erster Näherung hier durch 10) gegeben; in zweiter Näherung — wenn das erste Glied von S_2 Einfluß hat — durch:

$$\bar{\mu} = \frac{n_0}{2} \sqrt{\pi \lg 2} \frac{\bar{q}}{c} + \frac{0,81}{\tau_0}. \quad (23)$$

In dem Zusatzglied steckt der Einfluß der Störungen und Zusammenstöße, die natürlich die Linie verbreitern.

In der ausführlichen Arbeit ist für eine Reihe von Werten des charakteristischen Parameters b die Intensitätsverteilung, d. h. das Integral J , als Funktion von $x = \mu \tau_0$ graphisch dargestellt

und $b\bar{x} = \frac{2c\bar{\mu}}{\sqrt{\pi n_0 \bar{q}}}$ als Funktion von b gezeichnet. Diese letzte

Kurve gibt wesentlich die Abhängigkeit der Halbwerte $\bar{\mu}$ vom äußeren Druck an; sie verläuft nahezu geradlinig.

Es sei hier ausdrücklich hervorgehoben, daß alle bisher abgeleiteten Resultate nur für Schichten gelten, in denen das Produkt $\mathfrak{N}.l$ (aus der Zentrensdichte und der Dicke der Schicht) so klein ist, daß das Emissionsvermögen E der Schicht $= E_0.l$ gesetzt werden kann, Absorptionen im Schichtinneren also noch nicht ins Spiel kommen. Solche Schichten nennen wir im folgenden der Abkürzung halber „unendlich dünn“.

§ 5. Die Bedeutung des Parameters b und die Dämpfung.

Wenn wir Stöße und Dopplereffekt als einzige Ursache der Linienbreite annehmen und von einer inneratomaren Dämpfung durch Störungen absehen, so wird nach der kinetischen Gastheorie¹⁾ bei Gültigkeit des MAXWELLSchen Gesetzes für alle Teilchen

$$\tau_0 = \tau^* = \frac{1}{\pi \bar{q} \left[s^2 \mathfrak{N} \sqrt{2} + \sum_a \sigma_a^2 N_a \sqrt{1 + \frac{M}{M_a}} \right]}. \quad 24)$$

Dabei bedeuten: \bar{q} , \mathfrak{N} , s und M mittlere Geschwindigkeit, Dichte, Radius der Wirkungssphäre und Masse der Emissionszentren; N_a , M Dichte und Masse der anderen Teile (Atome, Moleküle, Ionen, Elektronen), mit denen das Emissionszentrum zusammenstößt, σ_a den Radius der für jeden dieser Stöße charakteristischen Wirkungssphäre.

Aus 24) und 5) folgt:

$$b = \frac{2c\sqrt{\pi}}{n_0} \left[s^2 \mathfrak{N} \sqrt{2} + \sum_a \sigma_a^2 N_a \sqrt{1 + \frac{M}{M_a}} \right]. \quad 25)$$

Haben wir es

1. mit dem Leuchten von Metalledämpfen in Flammen zu tun, so kommen, wie man zeigen kann, von den N_a ausschließlich die Flammengasmoleküle in Betracht und es wird

$$b = \frac{2c\sqrt{\pi}}{n_0} \sigma_1^2 N_1 \sqrt{1 + \frac{M}{M_1}}. \quad 26)$$

Ebenso folgt für τ_0 einfach der Wert:

$$\tau_0 = \tau^* = \frac{1}{\pi \bar{q} \sigma_1^2 N_1 \sqrt{1 + \frac{M}{M_1}}}, \quad 27)$$

wo in beiden Formeln der Index 1 sich auf die Flammengasmoleküle bezieht. Daher ergibt sich der Satz: Die Intensitätsverteilung und Halbweite unendlich dünner Schichten und die Dämpfung $\frac{1}{\tau_0}$ der von Metalledämpfen in der Bunsenflamme emittierten schmalen Spektrallinie sind in

¹⁾ Siehe z. B. L. BOLTZMANN, Gastheorie I, S. 70.

ziemlich weiten Grenzen nur von der Zahl der Flammengasmoleküle pro Volumeneinheit abhängig und eine Funktion der Flammentemperatur.

2. Handelt es sich um leuchtende Gase in Geißler-
röhren, so ist — infolge des elektrischen Feldes — die MAXWELL-
sche Verteilung der Zentrengeschwindigkeiten nicht ohne weiteres
einleuchtend. Wir stützen uns daher hier auf die Experimental-
untersuchungen A. MICHELSON¹⁾ und FABRY und BUISSON²⁾,
deren zweifelloses Ergebnis die Bestätigung der MAXWELLSchen
Verteilung für die Geschwindigkeiten der leuchtenden Zentren
ist. Die Abweichungen sind so gering, daß wir wohl ohne Be-
denken auch hier Formel 2) für die Intensitätsverteilung an-
setzen können. Hier erhält man

$$\tau^* = \frac{1}{\pi \bar{q} \sigma_1^2 N_1 \sqrt{1 + \frac{M}{M_1}} + \pi \bar{q}_2 \sigma_2^2 N_2} \quad (28)$$

und

$$b = \frac{2c\sqrt{\pi}}{n_0} \left[\sigma_1^2 N_1 \sqrt{1 + \frac{M}{M_1}} + \frac{\bar{q}_2}{\bar{q}} \sigma_2^2 N_2 \right], \quad (29)$$

wo der Index 1 sich auf die Gasmoleküle, der Index 2 auf die
freien Elektronen bezieht.

Ob die freien Elektronen mit ins Spiel kommen, hängt von
den elektrischen Bedingungen ab und muß in jedem Fall be-
sonders untersucht werden.

In den Fällen, in denen man den Einfluß der Elektronen
vernachlässigen kann³⁾, wird bei Einführung der absoluten Tem-
peratur T und des Gasdruckes p und bei Berücksichtigung der
REINGANUMschen Abhängigkeit des σ_1 von der Temperatur:

$$\frac{1}{\tau^*} = \sigma_1^2 \sqrt{\frac{8\pi}{k} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{M_1} \right)} \cdot \frac{p e^{\frac{\sigma}{T}}}{\sqrt{T}}, \quad (30)$$

wo $k = 1,3 \cdot 10^{-16}$, C die REINGANUMsche Konstante, $\bar{\sigma}_1$ von T un-
abhängig ist, d. h. die Stoßdämpfung nimmt in idealen, in
Geißlerröhren leuchtenden Gasen mit wachsender Tem-
peratur stärker ab als $\frac{1}{\sqrt{T}}$, wenn bei der Temperatur-

¹⁾ Phil. Mag. 31, 338, 1891; 34, 280, 1892; Astrophys. Journ. 2, 251, 1895.

²⁾ C. R. 154, 1224, 1912.

³⁾ Genaueres siehe in der ausführlichen Arbeit.

erhöhung der Gasdruck konstant gehalten wird. Die Stoßdämpfung variiert dagegen proportional $\sqrt{T} \cdot e^{\frac{c}{T}}$, wenn bei der Temperaturänderung das Volumen des Gases konstant bleibt. Bei konstanter Temperatur ist sie dem Druck proportional. Der Parameter b , der für die Form der Intensitätsverteilung wesentlich ist, wird hier:

$$b = \frac{2 c \sqrt{\pi} \bar{\sigma}_1^2}{n_0 k} \sqrt{1 + \frac{M}{M_1}} \cdot \frac{p e^{\frac{c}{T}}}{T} \quad (31)$$

Druckerhöhung bei konstanter Temperatur nähert die Intensitätsverteilung der Dispersionsverteilung; Druckerniedrigung bei konstanter Temperatur nähert die Verteilung dagegen der RAYLEIGHschen Verteilung. Der Einfluß der Temperatur ist komplizierter¹⁾.

Welche Verteilungsform bei gegebenen Bedingungen wirklich eintritt, kann in jedem Fall durch numerische Berechnung von b etwa nach den Formeln 26) oder 29) und durch Diskussion des Anwendungsbereiches von 14) oder 18), 19) bestimmt werden.

§ 6. Die Halbweite unendlich dünner Schichten als Funktion der experimentellen Bedingungen.

1. Hat die Linie Dispersionsverteilung, dann ist nach 17)

$$\bar{\mu} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{3}{4 b^2 \tau_0} \quad (17)$$

oder wenn man wieder p und T einführt und den Einfluß der Elektronen vernachlässigt:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\mu} = \bar{\sigma}_1^2 \sqrt{\frac{8\pi}{k} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{M_1} \right)} \cdot \frac{p e^{\frac{c}{T}}}{\sqrt{T}} \\ + \frac{3 n_0^2 k^{\frac{3}{2}}}{2 c^2 M \bar{\sigma}_1^2 \sqrt{8\pi \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{M_1} \right)}} \cdot \frac{T \sqrt{T}}{p e^{\frac{c}{T}}} \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Das zweite Glied ist hier klein gegen das erste. Die Abhängigkeit der Halbweite bei Gasen im Geißlerrohr, deren Linien

¹⁾ Siehe die ausführliche Arbeit.

die Dispersionsverteilung haben, ist also durch eine Funktion der Form:

$$\bar{\mu} = \alpha \cdot p + \beta p^{-1} \quad 33)$$

dargestellt (konstante Temperatur vorausgesetzt).

Ist, wie bei dem Leuchten der Metaldämpfe in Flammen, der Druck p konstant gleich dem Atmosphärendruck, dann ist die Halbweite nur Funktion der Temperatur, und zwar:

$$\bar{\mu} = \gamma \cdot \frac{e^{\frac{c}{T}}}{\sqrt{T}} + \delta \cdot \frac{T\sqrt{T}}{e^{\frac{c}{T}}}. \quad 34)$$

2. Hat die Linie RAYLEIGHsche Verteilung, dann gilt 23) oder wenn wir p und T einführen:

$$\bar{\mu} = \frac{n_0}{c} \sqrt{\frac{2k \lg 2}{M}} \cdot \sqrt{T} + 0,81 \sigma_1^2 \sqrt{\frac{8\pi}{k} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{M_1} \right)} \cdot p \cdot \frac{e^{\frac{c}{T}}}{\sqrt{T}}. \quad 35)$$

Das erste Hauptglied ist vom Druck ganz unabhängig und allein der Wurzel aus der absoluten Temperatur proportional. Bei konstanter Temperatur ist daher für Linien mit RAYLEIGHscher Verteilung (in erster Näherung) die Halbweite eine lineare Funktion des Druckes.

§ 7. Die Absorption unendlich dünner Schichten und die Emission endlicher Schichten.

Um die Emission, d. h. die Intensitätsverteilung der von endlichen Schichten ausgestrahlten Linien zu berechnen, muß man die Absorption einer unendlich dünnen Schicht kennen. Auf den weitgehenden Parallelismus zwischen Emission und Absorption gestützt, nehme ich als Vermittler der Absorption dieselben Zentren an, die die Emission erzeugen, und führe als Ursache für die Dämpfung der Resonanzschwingungen dieselben Vorgänge (Störungen, Stöße, Strahlungsdämpfung) ein, wie bei der Emission. Die Breite der Absorptionslinie wird daher hier ebenso wie die Breite der Emissionslinie durch Störungen, Stöße und Dopplereffekt erklärt.

Da die Absorptionszentren im Mittel so weit auseinander liegen, daß eine gegenseitige Beeinflussung in erster Näherung

nicht in Frage kommt¹⁾, so kann man zur Ableitung des Absorptionskoeffizienten A_0 einer unendlich dünnen Schicht nicht die Methode der gewöhnlichen Dispersionstheorie anwenden, die sehr dichte Lagerung der Zentren voraussetzt.

Ich habe daher, dem Vorgange von M. PLANCK²⁾ folgend, auf energetischem Wege A_0 berechnet.

Vernachlässigt man hier wieder die Strahlungsdämpfung gegenüber der Stoß-Störungsdämpfung, so erhält man für den Absorptionskoeffizienten der unendlich dünnen Schicht:

$$A_0 = \frac{2 \pi e^2 \mathfrak{N} \tau_0}{m c} \cdot \int_0^\infty e^{-\alpha - \frac{\alpha^2}{4 b^2}} \cdot \cos(x \alpha) d \alpha. \quad 36)$$

Die Bedeutung der Buchstaben ist hier dieselbe wie in 2); \mathfrak{N} ist die Zahl der Absorptionszentren pro Volumeneinheit, m die Masse des schwingenden „äquivalenten Elektrons“; b , τ_0 , x sind durch 5), 3), 4) definiert.

Da die Integrale in 36) und 2) identisch sind, so erübrigt sich hier eine Diskussion von 36).

Es sind also bei unendlich dünnen Schichten die Verteilungen der Emissionslinie und der Absorptionslinie identisch. Dasselbe gilt, wie wir sehen werden, für endliche Schichten.

Ist speziell b so groß, daß die Emissionslinie Dispersionsverteilung hat, so ist:

$$A_0 = \frac{2 \pi \mathfrak{N} e^2 \tau_0}{m c} \cdot \frac{1}{1 + \mu^2 \tau_0^2}, \quad 37)$$

d. h. man erhält den aus der Dispersionstheorie bekannten Verlauf des Absorptionskoeffizienten für schmale Absorptionslinien.

In der ausführlichen Arbeit wird der Einfluß der Strahlungsdämpfung (Zerstreuung) eingehend diskutiert und gezeigt, wie erst die Stoß-Störungsdämpfung eine wirkliche Absorption bedingt; die Strahlungsdämpfung dagegen führt, wie dies PLANCK³⁾ schon energetisch zeigte, nur zu einer scheinbaren Absorption.

¹⁾ Genaueres in der ausführlichen Arbeit.

²⁾ M. PLANCK, Absorption und Emission elektrischer Wellen durch Resonanz, Berl. Ber. 1895.

³⁾ l. c.

Für das Emissionsvermögen der endlichen Schicht von der Länge l erhält man unter Vernachlässigung der Zerstreuung die bekannte Formel:

$$E = \frac{E_0}{A_0} [1 - e^{-A_0 l}], \quad (38)$$

wo E_0 und A_0 durch 2) und 36) gegeben sind.

Das Absorptionsvermögen der endlichen Schicht ist:

$$A = 1 - e^{-A_0 l}. \quad (39)$$

§ 8. Die Halbweiten bei endlichen Schichtdicken.

1. E_0 und A_0 haben RAYLEIGHsche Verteilung. Dann wird

$$\bar{\mu} = \frac{n_0}{2} \sqrt{\pi} \frac{\bar{q}}{c} \cdot \sqrt{\lg \left[\frac{B}{\lg \left(\frac{2}{1 + e^{-B}} \right)} \right]}, \quad (40)$$

wo

$$B = \frac{4 \pi e^2 \Re l}{m n_0 \bar{q}}. \quad (41)$$

Ist B speziell groß, so wird

$$\bar{\mu} = \frac{n_0}{2} \sqrt{\pi} \frac{\bar{q}}{c} \cdot \sqrt{\lg B}. \quad (42)$$

Bei Gültigkeit der RAYLEIGHschen Verteilung tritt also bei dicken Schichten durch Verlängerung der Schicht oder Vermehrung der Zentren dichte **nur eine geringe** Verbreiterung der Linie auf.

Anders steht es, wenn

2. E_0 und A_0 Dispersionsverteilung haben: Dann wird

$$\bar{\mu} = \frac{1}{\tau_0} \cdot \sqrt{\frac{C}{\lg \left(\frac{2}{1 + e^{-C}} \right)} - 1}, \quad (43)$$

wo

$$C = \frac{2 \pi e^2 \Re \tau_0 l}{c m}. \quad (44)$$

Ist speziell C groß, dann

$$\bar{\mu} = \frac{1}{\tau_0} \sqrt{C}. \quad (45)$$

Hier wächst bei Vermehrung von \Re oder l die Halbweite viel beträchtlicher als im Fall 1.

Bei Gültigkeit der Dispersionsverteilung tritt bei dicken Schichten durch Verlängerung der Schicht oder Vermehrung der Zentrendichte **eine merkliche Linienverbreiterung** auf. Allgemein ist in diesem Fall die Halbreite der Wurzel aus der Dämpfung und der Wurzel aus $\mathcal{N} \cdot l$ proportional.

§ 9.

Das Verhältnis von Emissions- und Absorptionsvermögen und die Beziehungen zum allgemeinen Strahlungsgesetz.

Aus den Formeln 2), 36), 38), 39) folgt ohne weiteres:

$$\frac{E}{A} = \frac{E_0}{A_0} = \frac{n_0^4 m \overline{\varrho_0^2}}{24 \pi^3 c^2}, \quad 46)$$

das heißt:

Das Verhältnis von Emissions- und Absorptionsvermögen innerhalb einer schmalen, einfachen Spektrallinie ist eine konstante, von Dämpfung und Schichtdicke unabhängige Größe.

In der ausführlichen Arbeit wird bewiesen, daß dieser Satz bestehen bleibt, wenn man die Zerstreuung berücksichtigt. Auch ist seine Gültigkeit nicht an das Bestehen der MAXWELLSchen Verteilung der Geschwindigkeiten unter die emittierenden und absorbierenden Zentren gebunden; sie erstreckt sich vielmehr auf beliebige Geschwindigkeitsverteilungen.

Die in 46) enthaltene Größe $\frac{1}{2} m n_0^2 \overline{\varrho_0^2}$, die die mittlere kinetische Energie des schwingenden Elektronensystems darstellt, hängt im allgemeinen von den speziellen Erregungsbedingungen des Leuchtens ab; über diese Abhängigkeit ist besonders bei elektrischen Entladungen im Geißlerrohr vorläufig kaum etwas Sicheres zu sagen. Dagegen haben die Experimentaluntersuchungen von FERY¹⁾, KURLBAUM-SCHULZE²⁾, BAUR³⁾ und die noch nicht veröffentlichten Versuche von Fräulein H. KOHN⁴⁾ gezeigt, daß

¹⁾ C. R. 137, 909, 1903.

²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 239, 1906.

³⁾ Le Radium 6, 110, 1909; C. R. 147, 1397, 1908; Thèse, Paris, Gauthier-Villars, 1912.

⁴⁾ In einer demnächst zu veröffentlichenden Breslauer Dissertation.

wir es bei dem Leuchten der Metaldämpfe in Flammen wohl sicher mit einer reinen Temperaturstrahlung zu tun haben. In diesem Fall können wir daher im Sinne der PLANCKschen Quantentheorie setzen:

$$\frac{1}{2} m n_0^2 \overline{\varrho_0^2} = \frac{3}{2} \frac{h^{\frac{n_0}{2}} \pi}{e^{\frac{h n_0}{2 \pi k T}} - 1}, \quad (47)$$

wo T die Flammentemperatur ist und h und k nach den neuesten Messungen ¹⁾ die Werte haben:

$$\left. \begin{aligned} h &= 6,455 \cdot 10^{-27} \\ k &= 1,341 \cdot 10^{-16} \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Führen wir dann noch an Stelle von n_0 die Frequenz ν_0 ein, so folgt aus 46) und 47) für die monochromatische Strahlungsintensität der Frequenz ν_0 :

$$\mathfrak{R}_{\nu_0} = 2 \pi \frac{E}{A} = \frac{h \nu_0^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h \nu_0}{k T}} - 1}, \quad (49)$$

das heißt:

Für die schmalen einfachen Spektrallinien der Metaldämpfe in der Bunsenflamme gilt — wenn wir Temperaturstrahlung annehmen — das PLANCKsche Strahlungsgesetz.

§ 10. Vergleich mit der Erfahrung.

I. Metaldämpfe in Flammen. Wir wählen als Beispiel die D -Linien des Natriumdampfes in der Bunsenflamme und berechnen nach 26) und 27) b und τ^* . Da $T = 2 \cdot 10^3$ gesetzt werden kann, so wird

$$\bar{q} = 1,35 \cdot 10^5. \quad (50)$$

Nach Messungen von A. BECKER ²⁾ ist

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= 4,52 \cdot 10^{18} \\ \overline{\sigma_1} &= 3,35 \cdot 10^{-8} \end{aligned} \right\}; \quad \frac{M}{M_1} = 0,99. \quad (51)$$

An $\overline{\sigma_1}$ ist dann noch die REINGANUMsche Temperaturkorrektur anzubringen, durch die $\overline{\sigma_1}^2$ im Verhältnis 1,45:1 vergrößert wird. Es wird so:

¹⁾ W. H. WESTPHAL, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 987, 1912.

²⁾ Ann. d. Phys. (4) 24, 823, 1907; Sitzber. d. Heidelberger Akad., Abt. A, 1911.

$$\left. \begin{aligned} \tau^* &= 2,3 \cdot 10^{-10} \\ b &= 0,34 \end{aligned} \right\} \quad 52)$$

b ist also von der Größenordnung von 1. Man wird daher für die Intensitätsverteilung Formel 14) anzusetzen suchen. Die genauere Diskussion des Anwendungsbereiches dieser Formel [siehe 15)] führt zu folgendem Resultat:

Bei den D -Linien des Natriumdampfes in der Bunsenflamme haben E_0 und A_0 (Emissions- und Absorptionskoeffizient der unendlich dünnen Schicht) **Dispersionsverteilung** für Abstände $\geq 0,1$ Å.-E. vom Schwerpunkt der Linie. Die Intensitätsverteilung der Linie ist daher (für $\mu \geq 5,4 \cdot 10^{10}$) nach 37), 38) und 46)

$$E = \text{const} \left[1 - e^{-\frac{2\pi R e^2 \tau^* l}{mc(1 + \mu^2 \tau^{*2})}} \right]. \quad (53)$$

$\frac{1}{\tau^*} = \frac{1}{2} \cdot 10^{10}$ (rund) ist ein Maß der Dämpfung, ein Wert, der den experimentellen Bestimmungen dieser Größe gut entspricht¹⁾.

Daß wir in der Tat hier Dispersionsverteilung haben — und nicht etwa. RAYLEIGHsche Verteilung —, dafür seien folgende Belege angeführt:

1. Die Absorptions- und Emissionslinien des Natriumdampfes in der Bunsenflamme verbreitern sich, wie häufig beobachtet wurde, sehr beträchtlich, wenn die Zentrendichte oder die Schichtlängen wachsen²⁾, was, wie wir in § 8 ableiteten, nur eintritt, wenn E_0 und A_0 Dispersionsverteilung haben. (Genaueres, auch Zahlenwerte, siehe in der ausführlichen Arbeit.)

2. Die Resultate von G.L. GOUYs ausführlichen Untersuchungen „Recherches photométriques sur les flammes colorées“³⁾ lassen sich, wie kürzlich R. LADENBURG und der Verfasser⁴⁾ zeigten, mit bemerkenswerter Genauigkeit theoretisch erklären, wenn man für E_0 und A_0 Dispersionsverteilung annimmt; RAYLEIGHsche Verteilung dieser Größen würde zu durchaus abweichenden Resultaten führen.

¹⁾ $\nu' = \frac{2}{\tau^*} = 10^{10}$; vgl. L. MANDELSTAM und G. v. UBISCH, Phys. ZS. 11, 752, 753, 1910; vgl. ferner R. LADENBURG, Ann. d. Phys. (4) 38, 316, 1912, Anm. 2.

²⁾ Vgl. R. LADENBURG, Ann. d. Phys. (4) 38, 302 ff., 1912.

³⁾ Ann. chim. phys. (5) 18, 5—101, 1879.

⁴⁾ Schlesische Ges. für vaterl. Kultur, Februar 1912.

II. Leuchtende Gase in Geißlerröhren, elektrische Erregung. 1. MICHELSONs Ergebnisse¹⁾. Als Beispiel diene die rote Wasserstofflinie.

MICHELSON arbeitete im allgemeinen zweifellos mit „unendlich dünnen Schichten“, da \mathfrak{N} bei seinen Versuchen klein war. Daher ist die Intensitätsverteilung einfach durch E_0 gegeben. Für 1 mm Druck und $T = 323$ sind die Werte von \bar{q} und N_1 :

$$\bar{q} = 2,61 \cdot 10^5; \quad N_1 = 3,1 \cdot 10^{16}. \quad (54)$$

Setzt man nach J. FRANCK und G. HERTZ²⁾

$$\bar{\sigma}_1 = 2,4 \cdot 10^{-8} \quad (55)$$

und — dem Zentrum Atomgröße beilegend —

$$M = \frac{1}{2} M_1, \quad (56)$$

so folgt, wenn man hier noch die Strahlungsdämpfung $b_1 = \frac{e^2 n_0^2}{3 m c^3}$ berücksichtigt und $\bar{b}_1 + \frac{1}{\tau^*} = \frac{1}{\tau'}$ setzt:

$$\tau' = 2,08 \cdot 10^{-8} \quad \text{und} \quad \bar{b} = \frac{1}{460} = 0,0022. \quad (57)$$

MICHELSON beobachtete die Sichtbarkeitskurve der Linie und schloß unter Zugrundelegung der RAYLEIGHschen Verteilung auf eine Halbweite von 0,049 Å.-E.

Nimmt man nun selbst $\mu = 4 \cdot 10^{10}$, was ungefähr dem Abstände 0,1 Å.-E. vom Schwerpunkt der Linie entspricht, so folgt unter Benutzung der Werte in 57), daß die Bedingung 22) erfüllt ist. Daher hat die Linie in der Tat selbst im Abstände von 0,1 Å.-E. noch RAYLEIGHsche Intensitätsverteilung. Auch in den anderen von MICHELSON untersuchten Linien elektrisch leuchtender Gase und Dämpfe hat offenbar RAYLEIGHsche Intensitätsverteilung geherrscht.

Aus 23) und 54) berechnet sich dann die Halbweite:

$$\bar{\mu} = 1,9 \cdot 10^{10}, \quad (58)$$

$$\text{während MICHELSON} \quad \bar{\mu} = 2,1 \cdot 10^{10} \quad (59)$$

fand. Die Übereinstimmung ist befriedigend und kann durch einen etwas höheren, durchaus im Bereiche der Möglichkeit liegenden Wert von T leicht vollkommen gemacht werden³⁾.

¹⁾ l. c.

²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 596, 1912.

³⁾ Vgl. O. SCHÖNROCK, Ann. d. Phys. (4) 20, 995, 1906.

Die Proportionalität der RAYLEIGHschen Halbweite mit der Wurzel aus der Temperatur [siehe 35)] ist in jüngster Zeit von FABRY und BUISSON¹⁾ an den Linien der Edelgase im Geißlerrohr bestätigt worden.

Ein Punkt, der jedoch noch der weiteren Klärung durch exakte Versuche bedarf, ist die von MICHELSON an der roten Wasserstofflinie beobachtete lineare Abhängigkeit der Halbweite vom Druck. Zwar folgt aus der hier entwickelten Theorie nach 23) und 35) in der Tat eine solche lineare Beziehung zwischen Halbweite und Druck, jedoch ist die theoretische Vermehrung der Halbweite bei Steigerung des Druckes kleiner als die tatsächlich beobachtete. Auf diese Schwierigkeit hat schon SCHÖNROCK²⁾ hingewiesen und die zur Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Theorie nötige Verkleinerung von τ^* auf die Stöße der freien Elektronen zurückgeführt.

Man kann die geschilderte Schwierigkeit vielleicht auch durch die im folgenden wahrscheinlich gemachte Hypothese lösen, daß die Wirkungssphäre der Emissionszentren elektrisch erregter Gase beträchtlich größer ist als die normale, und um so größer wird, je stärker die elektrische Erregung ist³⁾. Nimmt man σ_1 etwa 4 bis 5mal größer als beim neutralen Molekül, so ist damit der Druckeffekt auch numerisch erklärt; die RAYLEIGHsche Verteilung bleibt dabei, wie man leicht sieht, jedenfalls bis 0,05 Å.-E. Abstand erhalten.

2. Die Untersuchungen R. LADENBURGS über die Eigenschaften des leuchtenden Wasserstoffs. Der Unterschied der Versuchsbedingungen zwischen diesen Versuchen und denen MICHELSONs besteht darin, daß LADENBURG — abgesehen von der Endlichkeit der Schichten — sehr viel stärkere Erregungen (Leidener Flasche) verwandte. Der Druck ist derselbe wie bei MICHELSON, die Temperatur wohl etwas höher. σ_1 ist daher unserer Hypothese gemäß — gegen den MICHELSONschen Fall — beträchtlich gewachsen, τ^* hat sich verkleinert, b zugenommen, die Verteilung von E_0 und A_0 nähert sich der Dispersionsverteilung. Dafür, daß wir es bei LADENBURGS Versuchen, im Gegensatz zu den MICHELSONschen Versuchen, in der Tat mit

¹⁾ C. R. 154, 1224, 1912.

²⁾ Ann. d. Phys. (4) 22, 209, 1907.

³⁾ Vgl. z. B. R. SEELIGER, Ann. d. Phys. (4) 38, 764, 1912.

Dispersionsverteilung zu tun haben, sei folgendes als Beleg angeführt:

Die Größe der von LADENBURG beobachteten Linienbreiten läßt sich — unter Berücksichtigung der endlichen Schichtlängen und der aus der anomalen Dispersion und Magnetorotation bestimmten Zentrendichte $\mathfrak{N}^1)$ — nur unter Voraussetzung der Dispersionsverteilung erklären; RAYLEIGHsche Verteilung von E_0 und A_0 würde viel zu geringe Breiten liefern²⁾.

III. Das Verhältnis von Emissions- und Absorptionsvermögen innerhalb der Spektrallinie. Für die theoretisch abgeleitete Konstanz von $\frac{E}{A}$ innerhalb der Linie [siehe Formel 46)] kann man als gewissermaßen indirekten experimentellen Beleg GOUYS mehrfach zitierte Untersuchungen an Metallsalzflammen anführen, deren Resultate theoretisch unter der Annahme der Konstanz von $\frac{E}{A}$ innerhalb der Linie von LADENBURG und dem Verfasser³⁾ kürzlich erklärt wurden.

Was die früher publizierten Untersuchungen LADENBURGS⁴⁾ betrifft, die ein Variieren von $\frac{E}{A}$ innerhalb der Linie zeigten, so ist LADENBURG der Ansicht⁵⁾, daß man es bei diesen Versuchen vermutlich mit einem Zusammenwirken einer Linie und eines kontinuierlichen Grundes zu tun hat.

§ 11. Zusammenfassung.

I. Für die Intensitätsverteilung E_0 einer schmalen Spektrallinie wird bei unendlich dünner Schicht eine Formel abgeleitet, die eine zum Schwerpunkt der Linie symmetrische Verteilung ergibt. Die wesentlichen Parameter dieser Kurve sind die Dämpfung $\frac{1}{\tau_0}$ (erklärt durch inneratomare Störungen und gaskinetische Stöße) und die mittlere Geschwindigkeit der Emissionszentren, \bar{q} .

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 38, 249, 1912.

²⁾ Zahlenwerte stehen in der ausführlichen Arbeit.

³⁾ l. c.

⁴⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 54, 1909.

⁵⁾ Ebenda 12, 564, 1910; Phys. ZS. 12, 5, 1911.

II. Wesentlich für die spezielle Form der Intensitätsverteilung ist ein Parameter b , der der Dämpfung direkt, der Zentren-
geschwindigkeit umgekehrt proportional ist. Ist b groß, dann gilt „Dispersionsverteilung“, ist b klein, dann gilt — in nicht zu großen Abständen von der Linienmitte — „RAYLEIGHsche Verteilung“.

III. Beim Leuchten der Metaldämpfe in Flammen ist die Stoßdämpfung in weiten Grenzen nur von der Zahl der Flammengasmoleküle pro Volumeneinheit abhängig. Bei elektrisch erregten Gasen im Geißlerrohr ist die Dämpfung dem Druck proportional.

IV. Bei unendlich dünnen Schichten und Dispersionsverteilung ist die Halbweite in erster Näherung ein zweigliedriger Ausdruck, dessen erstes Glied dem Druck direkt, dessen zweites Glied dem Druck verkehrt proportional ist. Die Abhängigkeit von der Temperatur ist kompliziert. Herrscht RAYLEIGHsche Verteilung, so ist die Halbweite in erster Näherung eine lineare Funktion des Druckes, deren erstes, vom Druck unabhängiges Glied der Wurzel aus der absoluten Temperatur proportional ist.

V. Bei unendlich dünnen Schichten ist die Form der Intensitätsverteilung für Emissionslinien und Absorptionslinien identisch. Dasselbe gilt für endliche Schichten.

VI. Hat E_0 Dispersionsverteilung, so verbreitern sich die Linien bei endlichen Schichten beträchtlich, wenn das Produkt aus Zentren-dichte \mathfrak{N} und Schichtlänge l wächst. Hat E_0 RAYLEIGHsche Verteilung, so ist diese Verbreiterung nur gering.

VII. Das Verhältnis von Emissions- und Absorptionsvermögen $\frac{E}{A}$ innerhalb einer schmalen, einfachen Spektrallinie ist eine konstante, von Dämpfung und Schichtdicke unabhängige Größe.

VIII. Ist die Linienstrahlung eine Temperaturstrahlung, wie es wohl bei Metaldämpfen in der Bunsenflamme der Fall ist, so führt der Wert von $\frac{E}{A}$ auf das PLANCKsche Strahlungsgesetz.

IX. Die abgeleiteten Sätze werden an der Erfahrung geprüft und sowohl für Metaldämpfe in Flammen, wie auch — unter Einführung einer Hypothese — für leuchtende Gase im Geißlerrohr gut bestätigt gefunden.

Berlin, im Dezember 1912.

Institut International de Physique Solvay.
Siège Social: Parc Léopold, Bruxelles.

Notice.

M. ERNEST SOLVAY a fondé, le 1^{er} mai 1912, et pour une période de 30 ans, un Institut International de Physique, qui a son siège à Bruxelles, et dont les ressources, provenant d'un capital d'un million de francs, serviront à encourager de différentes manières des recherches qui soient de nature à étendre et surtout à approfondir la connaissance des phénomènes naturels. L'Institut aura principalement en vue les progrès de la Physique et de la Chimie physique, et cherchera à y contribuer notamment par l'octroi de subsides qui faciliteront les travaux expérimentaux dans ces sciences.

Pour la première année, qui se termine le 1^{er} mai 1913, une somme d'environ 17 500 francs est encore disponible pour ce but; elle sera utilisée de préférence dans l'intérêt des études portant sur les phénomènes du rayonnement (y compris les rayons Röntgen et ceux des corps radio-actifs), ou se rattachant à la théorie des quanta d'énergie ou aux théories moléculaires.

Les subsides seront accordés, sans distinction de nationalité, par la Commission administrative de l'Institut, sur la proposition d'un Comité Scientifique international. La Commission administrative se compose de MM. les professeurs P. HEGER, E. TASSEL et J.-E. VERSCHAFFELT, à Bruxelles; le Comité scientifique se compose de MM. H.-A. LORENTZ, président, (Haarlem); M^{me} P. CURIE (Paris); M. BRILLOUIN (Paris); R.-B. GOLDSCHMIDT (Bruxelles); H. KAMERLINGH-ONNES (Leiden); W. NERNST (Berlin); E. RUTHERFORD (Manchester); E. WARBURG (Berlin) et M. KNUDSEN, secrétaire, (Copenhague).

Les demandes de subside devront être adressées avant le 1^{er} février 1913, à M. le professeur H.-A. LORENTZ, Zijlweg, 76, Haarlem, Hollande. Elles devront contenir des indications précises sur les problèmes qu'il s'agit de résoudre, les moyens dont on voudra se servir et la somme qu'on désire obtenir; il importera aussi d'ajouter tous les détails de nature à être pris en considération par le Comité scientifique.

Verhandlungen der **Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

30. Januar 1913.

Nr. 2.

Sitzung vom 24. Januar 1913.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. W. J. de Haas spricht

**zur Messung der absoluten Suszeptibilität
von Flüssigkeiten,**

nach gemeinsam mit Hrn. P. DRAPIER ausgeführten Versuchen.

Ferner trägt Hr. E. Waetzmänn über

**Untersuchungen an physikalisch-objektiven
Kombinationstönen**

vor, nach gemeinsamen Versuchen mit Hrn. G. MÜCKE.

Endlich berichtet Hr. Karl Körner über

die RITZsche Theorie des normalen Zeemaneffektes.

**Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft
sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:**

S. Ratnowsky: Zur Theorie der festen Körper.

**A. Wehnelt: Die Stromverteilung an Kathoden von Ent-
ladungsröhren.**

Hans Alterthum: Die Zustandsgleichung fester Körper.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. RICHARD AMBRONN, Assistent am Physikalischen Institut der Techn. Hochschule Braunschweig.

(Vorgeschlagen durch Hrn. H. DIESSELHORST.)

Hr. Dr. ERNST v. ANGERER, München, Victor Scheffelstraße 20.

(Vorgeschlagen durch Hrn. F. ECKERT.)

Hr. Dr. ARTHUR PARTZSCH und

Hr. Dr. GEBHARD WIEDMANN, Assistenten am Physikalischen Institut der Technischen Hochschule Dresden.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. W. HALLWACHS.)

Hr. stud. phil. FRITZ VOHSEN, Freiburg i. B., Karlstraße 4.

(Vorgeschlagen durch Hrn. W. HAMMER.)

Hr. cand. phys. OTTO MAYER, München, Ainmillerstraße 26, und

Hr. Dr. RUDOLF ORTVAY, München, Giselastraße 28.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. P. P. KOCH.)

Hr. Dr. S. RATNOWSKI, Zürich IV, Landoltstraße 5.

(Vorgeschlagen durch Hrn. M. LAUE.)

Hr. cand. phys. VICTOR PIECK, Wilmersdorf, Motzstraße 50.

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. LIEBREICH.)

Frl. Dr. EVA v. BAHR, Upsala, z. Z. Berlin NW 7, Reichstagsufer 7/8, und

Hr. Hofbuchhändler LUDWIG RÖHRSCHEID, Bonn.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. H. RUBENS.)

Hr. Dr. ERICH GIEBE, Ständiger Mitarbeiter an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt, Charlottenburg, Schloßstr. 7/8, und Die Kgl. Bayerische Sternwarte München.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

**Die relative Temperaturskala fester Körper;
von Hans Alterthum.**

(Eingegangen am 7. Januar 1913.)

Die Anwendung der Quantentheorie auf die spezifische Wärme fester Körper oder auf ihren Energieinhalt hat die Einschränkung gezeigt, mit der man die Gesetze der statistischen Mechanik auf die um eine Ruhelage schwingenden Atome eines festen Körpers anwenden kann.

Für den Energieinhalt werde ich der besseren Übersicht wegen im folgenden immer die ursprüngliche PLANCK-EINSTEINSche Form

$$E = \frac{R}{2} \frac{\beta \nu}{e^{\frac{\beta \nu}{T}} - 1} \text{ pro g-Mol und Freiheitsgrad}$$

benutzen, da eine endgültige Entscheidung über die wirkliche Form noch nicht getroffen ist und es für die folgende Untersuchung im wesentlichen auch gleichgültig ist, ob man die Strahlung als monochromatisch betrachtet, oder so wie es von NERNST und LINDEMANN ausgeführt und von DEBYE jüngst¹⁾ theoretisch bestätigt worden ist. Voraussetzung ist nur, daß der Differentialquotient $\frac{dE}{dT}$ uns den Verlauf der spezifischen Wärmen wiedergibt, was eine Modifikation einer der bis jetzt aufgestellten Formeln sicher gestatten wird.

Während die kinetische Gastheorie verlangt, daß die Translationsenergie genau proportional der absoluten Temperatur wächst, also

$$\frac{dE}{dT} = \frac{R}{2} \text{ pro g-Mol und Freiheitsgrad}$$

ist, ist bei festen Körpern

$$\frac{dE}{dT} < \frac{R}{2}$$

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 39, 14, 1912.

für tiefe Temperaturen, der Körper hat also bei der Temperatur T einen kleineren Energieinhalt

$$E = \int_{T=0}^{T=T_1} C_v \cdot dT$$

als ein ideales Gas von derselben Temperatur. Mit Recht hat SOMMERFELD es als eine der wichtigsten Folgerungen der Quantentheorie bezeichnet, daß wir das Wärmegleichgewicht zweier Stoffe nicht mehr als das Gleichgewicht der Bewegungsenergien der Moleküle zu betrachten haben. Offenbar hat sich jedoch SOMMERFELD diese Diskrepanz nur als für tiefe Temperaturen in Betracht kommend gedacht, was andere so formuliert haben:

Die Formeln der Quantentheorie gehen bei genügend hohen Temperaturen, als welche für die meisten Elemente schon die Zimmertemperatur gesetzt werden kann, in die der statistischen Mechanik über, was sich daran zeigt, daß

$$\frac{dE}{dT} = \frac{R}{2} \frac{\left(\frac{\beta \nu}{T}\right)^2 \frac{\beta \nu}{T}}{\left(e^{\frac{\beta \nu}{T}} - 1\right)^2} = \frac{R}{2}$$

wird, die spezifische Wärme also den von der alten Theorie geforderten Wert annimmt.

Dies besagt aber noch nicht, wie oben bewiesen, daß der Energieinhalt dort $= \frac{R \cdot T}{2}$ geworden ist, im Gegenteil, der wahre Inhalt wird stets, auch für die höchsten endlichen Temperaturen, kleiner sein als $\frac{RT}{2}$, da für keine endliche Temperatur $\frac{\beta \nu}{e^{\frac{\beta \nu}{T}} - 1}$ den Wert T annimmt. Um uns von der

Größe der Diskrepanz ein Bild zu machen, wollen wir aus den späteren Berechnungen vorwegnehmen, daß für Al ungefähr

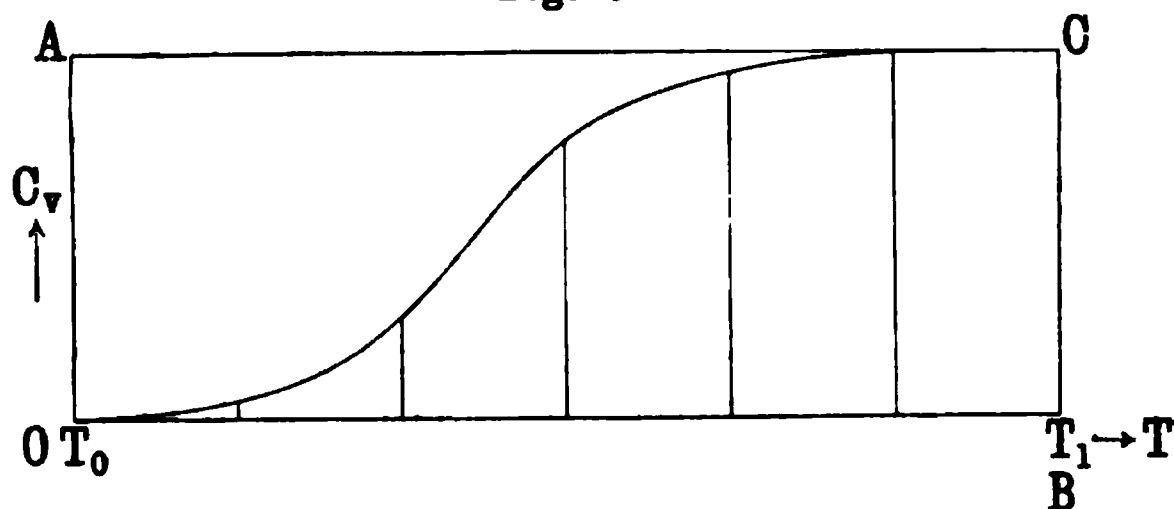
$$\frac{R}{2} \frac{\beta \nu}{e^{\frac{\beta \nu}{T}} - 1} = \frac{RT}{2} - 140 \text{ cal,}$$

was für $T_s = 930^\circ$ einen Fehler von über 12 Proz. ausmacht.

Dieser Fehler wird sich also, und zwar auch bei hohen Temperaturen, überall dann bemerkbar machen, wenn wir die Eigenschaften fester Körper aus kinetischen Vorstellungen ableiten wollen.

Es soll im folgenden versucht werden, diese Diskrepanz wenigstens zahlenmäßig zu beseitigen; ich möchte jedoch von vornherein betonen, daß ich mir des grundlegenden Unterschiedes zwischen der quantenhaften Aufnahme der Energie und der durch das MAXWELLSche Verteilungsgesetz gegebenen vollauf bewußt bin; darauf, ob die vorliegende Untersuchung, wie mir

Fig. 1.



scheinen will, in der Tat eine Annäherung der beiden Auffassungen zu vermitteln berufen ist, kann ich noch nicht näher eingehen.

Eine graphische Darstellung soll uns noch einmal die in Betracht kommenden Verhältnisse veranschaulichen. In dem bekannten Temperatur-Spezifische Wärme-Diagramm gibt uns das Integral

$$\int_{T_0}^{T_1} C_v dT,$$

dargestellt durch die Fläche OBC , den Energieinhalt des Körpers bei der Temperatur T_1 an. Es ist $OBC < \text{Fläche } OABC$, die den Flächeninhalt $3RT_1$ darstellen würde, und zwar auch dann kleiner, wenn T_1 in einem Gebiet liegt, wo $\frac{dE}{dT} = \text{const.}$ Wie man hieraus erkennt, bezieht sich die bei höherer Temperatur eintretende Übereinstimmung zwischen den beiden Formeln, einerseits der alten aus der kinetischen Gastheorie und der neuen aus der Strahlungstheorie abgeleiteten, nur auf die Differentialquotienten, nicht auf die Integralfunktionen.

Wir berechnen zunächst, um welchen Betrag der Energieinhalt kleiner ist als $\frac{RT}{2}$, und finden, daß er für das Gebiet konstanter spezifischer Wärmen einen konstanten Wert Δ besitzt, der sich aus der Beziehung ergibt:

$$\Delta = \frac{RT}{2} - \frac{R}{2} \left(\frac{\beta v}{e^{\frac{\beta v}{T}} - 1} \right) \left[\frac{\left(\frac{\beta v}{T} \right)^2 \cdot e^{\frac{\beta v}{T}}}{\left(\frac{\beta v}{e^{\frac{\beta v}{T}} - 1} \right)^2} = 1 \right].$$

Wir müßten diese Korrektur jedesmal von $\frac{RT}{2}$ subtrahieren, statt dessen aber können wir $\frac{\Delta}{R/2} = \tau$ von T abziehen, so daß $E = \frac{R}{2} [T - \tau]$. E ist also jetzt proportional $T - \tau = \mathfrak{T}$, und wir können \mathfrak{T} als relative Temperatur des Körpers bezeichnen, welche jetzt dadurch definiert ist, daß der Inhalt an Wärmeenergie genau gleich $\frac{R}{2} \mathfrak{T}$ gesetzt ist. Wenn wir uns diese Beziehung auch für tiefe Temperaturen bestehen lassen wollen, so müssen wir τ variieren, und zwar so, daß

$$\frac{d \frac{R \mathfrak{T}}{2}}{d \mathfrak{T}} = \frac{R}{2}$$

bleibt, womit die neue Temperaturskala, die natürlich für jeden festen Körper verschieden ist, gegeben ist. Das Gesetz, mit dem τ variiert, ergibt sich aus der Formel der Quantentheorie:

$$\tau = T - \frac{\beta v}{e^{\frac{\beta v}{T}} - 1},$$

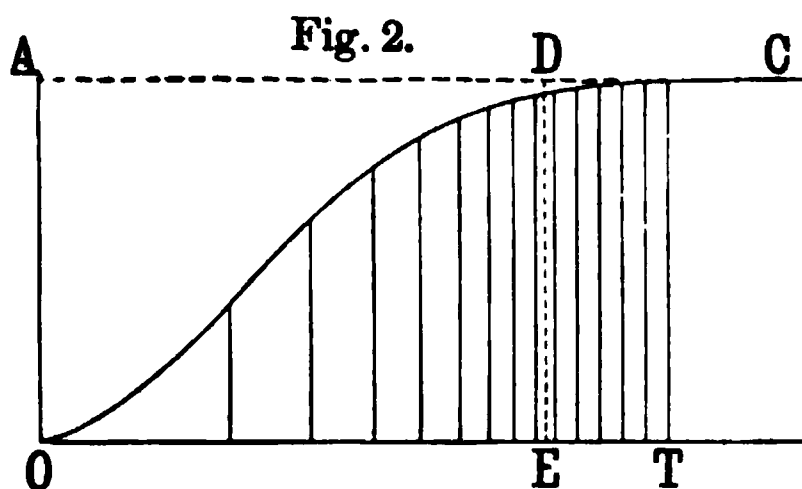
woraus

$$\mathfrak{T} = T - \tau = \frac{\beta v}{e^{\frac{\beta v}{T}} - 1}.$$

In unserer graphischen Darstellung würde dies bedeuten, daß wir, anstatt die Abszissenachse in gleiche (absolute) Temperaturintervalle einzuteilen, von hohen Temperaturen ausgehend bei

tieferen postulieren, daß die Flächenstücke aus den Ordinaten, nämlich $\frac{dE}{d\mathfrak{T}}$, und den Abszissen, nämlich \mathfrak{T} , gleichen Inhaltes bleiben, wodurch sich die Abszissendifferenzen verlängern und der absolute Nullpunkt gewissermaßen schon bei einer höheren Temperatur erreicht wird. Da aber absoluter und relativer Nullpunkt sicher identisch sind, zählen wir unser neues Temperatursystem auf der Abszissenachse so, daß beide den Nullpunkt als identische Ausgangspunkte besitzen.

Wenn wir dann die relativen Temperaturintervalle wieder gleich werden lassen, wie sie der algebraischen Skala entsprechen, so werden die Ordinaten alle vergrößert, und zwar der Voraussetzung nach gleich $3R$ und der Energieinhalt $3\mathfrak{T}R =$ dem Rechteck $ADEO$, das gleichen Flächeninhalt mit $OC\mathfrak{T}$ hat.



Dann ist auch für tiefe Temperaturen bei verschiedenen Körpern \mathfrak{T} als gleiche kinetische Energie definiert und die spezifische Wärme $\frac{dE}{d\mathfrak{T}}$ über die ganze relative Temperaturskala kon-

stant, nämlich gleich $\frac{R}{2}$, so daß formal die Gesetze der kinetischen Gastheorie auch dort anzuwenden sind. Natürlich ist dann die relative Temperatur unabhängig vom Wärmegleichgewicht, oder mit anderen Worten, Körper von gleicher relativer Temperatur sind nie im Wärmegleichgewicht. Daraus folgt, daß die Anwendung des zweiten Hauptsatzes auf \mathfrak{T} nicht ohne weiteres angängig ist; wie man sieht, wird auch $\frac{dA}{d\mathfrak{T}}$ zwar (konstantes τ

vorausgesetzt) gleich $\frac{dA}{dT}$ sein, \mathfrak{T} aber stets kleiner als T , und zwar im Verhältnis $\frac{\mathfrak{T} + \tau}{\mathfrak{T}}$. Man muß daher für Anwendungen

des zweiten Hauptsatzes, will man nicht jedes einzelne \mathfrak{T} mit $\frac{\mathfrak{T} + \tau}{\mathfrak{T}}$ multiplizieren, was aber auch nur für Gebiete konstanten τ gilt, die relativen Temperaturen in absolute umrechnen, d. h.

in diejenigen eines idealen Gases, mit denen der Körper von der relativen Temperatur \mathfrak{T} im Wärmegleichgewicht ist. Aus der PLANCK-EINSTEINSchen Formel ergibt sich

$$T = \frac{\beta \nu}{\ln \left(1 + \frac{\beta \nu}{\mathfrak{T}} \right)}.$$

Auch der dritte Wärmesatz erscheint, wie wir später sehen werden, für die relative Temperaturskala in einer anderen Bedeutung.

Es kann aber gar nicht unsere Absicht sein, die Anwendung dieser Fundamentalformeln der Thermodynamik irgendwie zu verändern. Der Schwerpunkt der Einführung der relativen Temperaturen liegt, wie eingangs gesagt, auf dem Gebiete der Kinetik fester Körper.

Bei der Ableitung der Schmelzpunktsformel ¹⁾

$$\nu = \text{const} \sqrt{\frac{T_s}{A \cdot a^{2/3}}}$$

hat Hr. F. A. LINDEMANN angenommen, daß der Energieinhalt pro Mol eines festen Körpers beim Schmelzpunkt T_s als einem Punkt der korrespondierenden Zustände $3 R T_s$ beträgt, und hat nur die Einschränkung gemacht, daß sie nur dann kleiner sei, wenn der Schmelzpunkt in einem Gebiet liegt, wo $C_s < 3 R$. Wie oben gesagt, beträgt die Energie aber nur $3 R \mathfrak{T}_s$, wo \mathfrak{T}_s selbst für Elemente mit hohem Schmelzpunkt von T_s erheblich verschieden sein kann.

Es folgt eine Zusammenstellung der Werte von T_s , \mathfrak{T}_s ²⁾, das aus den beobachteten $\nu_{\text{obs.}}$ berechnet wurde, dann die mit Hilfe von T_s und \mathfrak{T}_s berechneten ν -Werte ν_{T_s} und $\nu_{\mathfrak{T}_s}$, zwischen denen offenbar die Beziehung besteht:

$$\nu_{\mathfrak{T}_s} = 1,088 \cdot \nu_{T_s} \sqrt{\frac{\mathfrak{T}_s}{T_s}},$$

wenn man die LINDEMANNsche Konstante zu 3,04 neu berechnet:

¹⁾ F. A. LINDEMANN, Phys. ZS. 11, 609, 1910.

²⁾ Die Berechnung geschah hier, wie auch bei allen späteren Beispielen, mit Hilfe der NERNST-LINDEMANNschen Formel für E , die auf die obigen Umwandlungen mutatis mutandis anzuwenden ist.

	T_s °C	\mathfrak{T}_s °C	$\nu_{\text{beob.}}$	ν_{T_s}	$\nu_{\mathfrak{T}_s}$
Ag	1234	1160	4,5	4,4	4,6
Al	930	789	8,8	7,6	7,6
Cu	1357	1245	6,6	6,8	7,0
Pb	600	566	1,9	1,8	1,9
Pt	2052	1977	4,2	4,2	4,5
Zn	692	609	4,8	4,5	4,6

Wie man sieht, ist die Übereinstimmung für Pb und Zn bei der neuen Formel besser als bei der alten, für Ag und Al bei beiden gleich gut, und bei Pt und Cu etwas schlechter.

Auch auf einem diesem naheliegenden Gebiet verspricht uns die Einführung der relativen Temperatur neue Erfolge zu bringen, die hier jedoch nur angedeutet werden können. Für die Schmelzwärme hat nämlich RICHARDS¹⁾ empirisch gefunden, daß sie für viele Körper pro g-Mol

$$q_{12} = 2,1 \cdot T_s = 1,06 R \cdot T_s$$

ist, was GRÜNEISEN²⁾ auch thermodynamisch mit einiger Annäherung wahrscheinlich machte und dessen noch ausstehende Bestätigung vom kinetischen Standpunkt uns neue Perspektiven auf den Vorgang des Schmelzens und den flüssigen Zustand eröffnen würde. Es würde dies bedeuten, daß beim Schmelzen zwei neue Freiheitsgrade auftreten, deren Energieinhalt R auf den der übrigen, der Wärmebewegung bei der relativen Temperatur \mathfrak{T}_s , entsprechend, gebracht werden muß: Die wahre Schmelzwärme muß dann $R \mathfrak{T}_s$ sein, und die folgenden Daten scheinen die Bevorzugung der relativen Temperatur vor der absoluten zu rechtfertigen:

	q_{12} ³⁾ kg-cal	$R \mathfrak{T}_s$	$R T_s$
Ag	2,3	2,3	2,5
Al	2,1	1,6	1,9
Cu	2,7	2,5	2,7
Pb	1,1	1,1	1,2
Pt	5,3	4,0	4,1

1) J. W. RICHARDS, Chem. News 75, 278, 1897.

2) E. GRÜNEISEN, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 322, 1912.

3) LANDOLT-BÖRNSTEIN, Phys.-chem. Tab.

Wenn auch die aus $R\mathfrak{T}$, berechneten Schmelzwärmen nur beim Ag genau stimmen, im übrigen aber stets zu klein sind, so muß man berücksichtigen, daß uns $R\mathfrak{T}$, immer nur die Schmelzwärme bei konstantem Volumen angeben kann, während die Messungen bei konstantem Druck ausgeführt sind, so daß die berechneten Werte, da ja stets sogar ziemlich beträchtliche Volumenvergrößerung stattfindet, auf keinen Fall größer als die beobachteten sein dürfen, was bei der RICHARDS-GRÜNEISENSchen Beziehung vielfach der Fall ist. In der Tat zeigt auch nach GRÜNEISEN Al eine größere Volumenänderung als Pb, was die Abweichungen beim Al wenigstens qualitativ erklärt.

Hat die relative Temperatur bei den bisherigen Beispielen nur den Charakter einer Korrektur erweckt, so wird ihre Anwendung auf den Ausdehnungskoeffizienten uns ihre Bedeutung als selbständiges Erkennungsmittel für die Vorgänge bei tiefen Temperaturen zeigen. Fassen wir die Ausdehnung als die Arbeit auf, die bei der Erwärmung ¹⁾ gegen die Kohäsionskräfte geleistet wird, so muß sie diesen proportional, oder, da offenbar die Kohäsionskräfte mit dem Energieinhalt $3R\mathfrak{T}$ des Körpers wachsen, $v_0 \cdot \alpha \cdot \mathfrak{T}$ sein, wenn v_0 das Volumen beim absoluten Nullpunkt und α einen von der relativen Temperatur \mathfrak{T} unabhängigen Ausdehnungskoeffizienten bedeutet. Die Temperaturabhängigkeit des Volumens $v_{\mathfrak{T}}$ wird dann durch die Gleichung gegeben:

$$v_{\mathfrak{T}} = v_0 (1 + \alpha \mathfrak{T}).$$

Um die Unabhängigkeit von α zu prüfen, wurden die Messungen von Hrn. CH. L. LINDEMANN ²⁾ bei vier Metallen auf relative Temperaturen umgerechnet. Es bedeuten T die absoluten, \mathfrak{T} die relativen Temperaturen, Δl die im Intervall $\Delta \mathfrak{T}$ beobachtete Längenänderung eines etwa 100 mm langen Stabes, $\alpha = \frac{\Delta l}{\Delta \mathfrak{T}}$ den Ausdehnungskoeffizienten.

Besonders gut ist die Konstanz von α beim Aluminium, trotzdem gerade dieses Element seiner großen Frequenz wegen am bedeutendsten von der absoluten Temperaturskala abweicht. CH. LINDEMANN hatte übrigens die obigen Messungen zu dem Zweck

¹⁾ Streng genommen müßte natürlich α proportional dem Energieinhalt sein, wenn man bei konstantem Druck erwärmt, doch sind die hier in Betracht kommenden quantitativen Unterschiede zu vernachlässigen.

²⁾ Phys. ZS. 12, 1197, 1911.

Al					Cu				
<i>T</i>	Σ	$\Delta \Sigma$	Δl	$\alpha \cdot 10^4$	<i>T</i>	Σ	$\Delta \Sigma$	Δl	$\alpha \cdot 10^4$
293,0	169,5	} 158,6	0,0,354	2,23	292,4	190,1	} 171,5	0,0,256	1,49
82,3	10,9				85,8	18,6			
90,0	14,2	} 3,8	0,0,893	2,35	90,0	20,84	} 5,26	0,0,725	1,38
80,9	10,4				80,3	15,58			
80,8	10,39	} 10,39	0,0,231	2,23	80,5	15,68	} 15,65	0,0,293	1,87
20,4	0,01				20,4	0,03			
Ag					Pb				
291,7	217,6	} 190,6	0,0,328	1,72	292,6	258,6	} 205,7	0,0,557	2,71
81,5	27,0				83,0	52,9			
90,0	33,14	} 5,60	0,0,103	1,84	90,0	59,52	} 6,96	0,0,150	2,16
82,2	27,54				82,6	52,56			
80,0	25,49	} 25,24	0,0,583	2,31	81,2	51,25	} 48,23	0,0,120	2,49
20,4	0,25				20,4	3,02			

unternommen, die Gültigkeit der Beziehung $\alpha = C_p \cdot \text{const}$, die GRÜNEISEN thermodynamisch aus der allgemeinen Fassung des NERNSTschen Wärmetheorems abgeleitet hatte, zu bestätigen. Wenn man die Überlegungen zurückverfolgt, die von diesem Theorem zur Quantentheorie, von der Quantentheorie zur relativen Temperaturskala und von dieser zur Kinetik fester Körper geführt haben, so kann man als hinreichende Bedingung für die Gültigkeit des dritten Hauptsatzes auch postulieren: die spezifischen Eigenschaften fester Körper müssen auch bei tiefen Temperaturen von der relativen Temperatur unabhängig bleiben.

Aachen, im Dezember 1912.

***Messung der Ionisierungsspannung in
verschiedenen Gasen;
von J. Franck und G. Hertz.***

(Eingegangen am 7. Januar 1913.)

Unter Ionisierungsspannung versteht man bekanntlich die Spannungsdifferenz, die ein Elektron frei durchlaufen haben muß, um bei einem Zusammenstoß ein Molekül oder Atom zu ionisieren, d. h. zur Abtrennung eines Elektrons zu veranlassen. Nachdem angenähert gleichzeitig TOWNSEND¹⁾ und LENARD²⁾ diesen Begriff geprägt haben, ist eine große Zahl von Bestimmungen dieser Größe auf ganz verschiedene Weise durchgeführt worden, jedoch schwanken die Resultate sehr, z. B. in Luft zwischen 2 Volt und 50 Volt. Der größte Teil dieser Resultate ist auf indirekte Weise erhalten worden, d. h. berechnet aus Messungen anderer Art unter Zugrundelegung von Hypothesen, die man zum Teil als unbewiesen, zum Teil als sicher nicht streng richtig betrachten muß. Auch die aus der TOWNSENDSchen Stoßionisationstheorie für eine Reihe von Gasen sich ergebenden Werte muß man wohl als nicht sicher betrachten, ohne damit im übrigen an der großen Bedeutung dieser Theorie zu zweifeln, denn die Werte fallen je nach den von verschiedenen Forschern³⁾ gemachten Annahmen über die freien Weglängen der Elektronen äußerst verschieden aus (siehe hierüber z. B. KOSSEL⁴⁾). Scheidet man alle indirekten Bestimmungen aus, so bleiben nur die drei direkten Messungen von LENARD⁵⁾, v. BAEYER⁶⁾ und DEMBER⁷⁾, die alle nach LENARDS Methode ausgeführt wurden und wesentlich besser untereinander übereinstimmen.

¹⁾ Zusammenstellung siehe bei J. TOWNSEND, *Theory of ionisation of Gases by collision*. London 1910.

²⁾ P. LENARD, *Ann. d. Phys.* (4) 8, 149, 1903.

³⁾ J. TOWNSEND, l. c. — A. PARTZSCH, *Ann. d. Phys.* (4) 40, 157, 1913 und *Verh. d. D. Phys. Ges.* 14, 60, 1912. — BISHOP, *Phys. ZS.* 12, 1148, 1911.

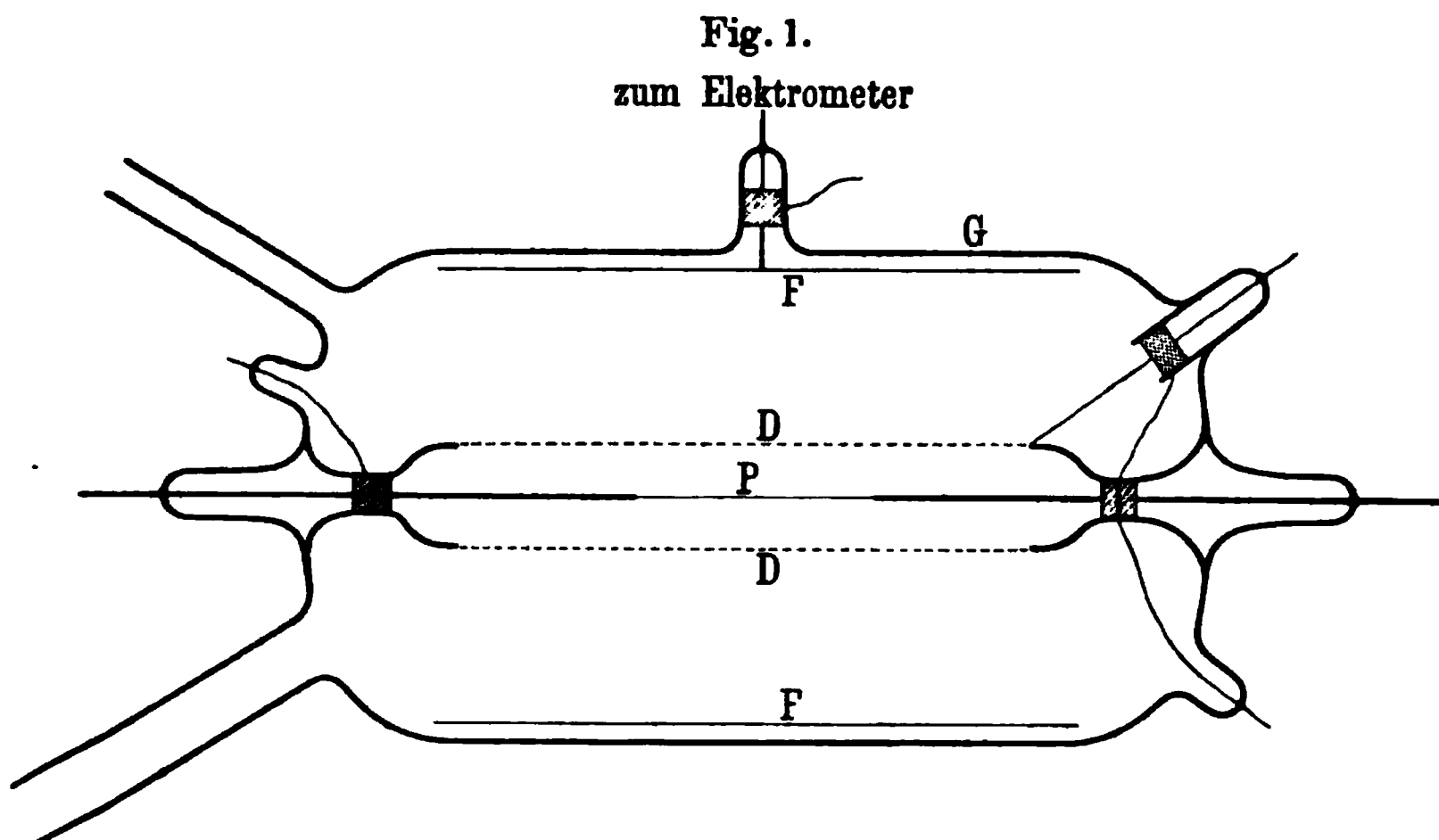
⁴⁾ KOSSEL, *Ann. d. Phys.* (4) 37, 393, 1912.

⁵⁾ LENARD, l. c.

⁶⁾ O. v. BAEYER, *Verh. d. D. Phys. Ges.* 10, 96, 1908.

⁷⁾ H. DEMBER, *Habilitationsschrift*. 1909; *Ann. d. Phys.* (4) 30, 137, 1909.

Die LENARDSche Methode, der auch wir im wesentlichen uns anschlossen, wird weiter unten besprochen. LENARD fand für photoelektrisch ausgelöste Elektronen in Luft und Wasserstoff, Kohlensäure und im tiefsten Vakuum, das er damals erreichte, immer denselben Wert von etwa 11 Volt für die Ionisierungsspannung, wobei er offen ließ, ob in allen Fällen die gleiche Verunreinigung der Gase ionisiert würde oder alle untersuchten Gase dieselbe Ionisierungsspannung hätten. v. BAEYER fand mit einem Glühdraht, der eine viel stärkere Elektronenquelle darstellt, in dem vom Glühdraht abgegebenen Gase, also sehr wahrscheinlich in Wasserstoff, den Wert von 10 Volt, und schließlich DEMBER,



der wiederum lichtelektrisch ausgelöste Elektronen benutzte, fand 8,5 Volt in einem Vakuum, das vermutlich Luft als Restgas enthielt. Bei dieser Sachlage schien es wünschenswert, für eine Reihe von reinen Gasen eine direkte Bestimmung der Ionisierungsspannung durchzuführen, insbesondere auch deshalb, weil eine ganze Reihe wichtiger theoretischer Erörterungen sich an diese Größe anknüpfen und sie neuerdings auch verschiedentlich in einen Zusammenhang mit der Quantenhypothese gebracht worden ist.

Die Methode, der wir uns bei den Messungen bedienten, ist, wie erwähnt, im Prinzip die LENARDSche und schließt sich, da wir, wie v. BAEYER, einen Glühdraht als Elektronenquelle benutzten, bei der Anordnung, mit der wir endgültige Messungen durchführten, eng an v. BAEYERS Apparatur an.

Der Platindraht P ist von zwei konaxialen Zylindern umgeben, von denen der innere aus Platindrahtnetz D besteht und einen Radius von etwa 5 mm hat, während der äußere F aus Platinfolie gebogen ist und etwa 3 cm Radius hat. Das den Apparat umschließende Glasrohr G war, um statischen Schutz zu gewährleisten, mit einer geerdeten Versilberung bzw. mit Stanniolfolie bekleidet. Alle Zuleitungen waren eingeschmolzen und mit aus eingebrannter Platinfolie bestehenden Erdringen versehen, so daß Ströme über das Glas keine Störungen verursachen konnten. Nach mancherlei Vorversuchen hatte sich diese Anordnung, bei der im Vakuumrohr nur Platin sich befand und alle Kittstellen vermieden waren, als nötig erwiesen, da sonst elektrische Polarisationschichten¹⁾ auftraten, die bis zu 20 Volt anstiegen und alle Messungen illusorisch machten. Bevor der Apparat mit den reinen Gasen gefüllt wurde (bzw. die Gase durchgeleitet wurden), wurde er mit Salpetersäure ausgekocht und in üblicher Weise mit destilliertem Wasser ausgespült und getrocknet. Dann wurde der Draht intensiv ausgeglüht, bis die Gasabgabe auf ein Minimum gesunken war, d. h. der Druck sich während des Verlaufes einer Messung nicht änderte. Der äußere Zylinder war mit einem empfindlichen DOLEZALEK-Elektrometer verbunden. Bei der Messung wurde der Glühdraht dauernd auf einem Potential von $+10$ Volt gegen Erde gehalten, das Drahtnetz wurde auf ein variables Potential von $10 + V$ Volt gebracht. Auf diese Weise wurde erreicht, daß die vom Glühdraht abgegebenen Elektronen zunächst durch eine Potentialdifferenz von der Größe V beschleunigt wurden, um dann durch das Drahtnetz hindurch in ein verzögerndes Feld einzutreten. Da dieses stets

¹⁾ Anmerkung: Die Höhe dieser Polarisationspotentiale hängt stark vom Gasinhalt und von der Vorgeschichte ab; z. B. konnten wir bei einer Anordnung, bei der ein Glühblech aus Platin einer einfachen Messingplatte gegenüberstand, folgendes beobachten: Bei einer für Elektronen beschleunigenden Spannung von 10 Volt erhielten wir bei heller Gelbglut des Bleches einen sehr starken Elektronenstrom, legten wir dann für wenige Sekunden eine höhere Spannung an, z. B. 30 Volt, und gingen dann auf 10 Volt zurück, so kamen nun nicht nur keine Elektronen zur Elektrometerplatte, sondern das Elektrometer lud sich positiv auf. Längeres Glühen des Bleches ergab eine allmähliche Erholung. Diese Erscheinung ließ sich bei Anwesenheit von Dämpfen beliebig reproduzieren. Es sind dies ganz ähnliche Betrachtungen, wie sie schon O. v. BAEYER und A. TOOL, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 569, 1911 und E. GEHCKE und R. SEELIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1024, 1912 gemacht haben.

um 10 Volt höher war als das beschleunigende, so konnten die Elektronen nie den Auffangezylinder treffen. Dagegen mußte eine Aufladung, und zwar eine positive des Elektrometers eintreten, wenn die Elektronen in dem Raum zwischen Drahtnetz und Auffangezylinder durch Stoß positive Ionen erzeugten. Die Messungen wurden in der Weise ausgeführt, daß die Aufladegeschwindigkeit als Funktion des beschleunigenden Potentials aufgenommen wurde. Um aus dem Punkte, an dem die gefundene Kurve von der Abszissenachse abbiegt, auf die Ionisierungsspannung schließen zu können, muß man dann noch die Geschwindigkeitsverteilung der aus dem Drahtnetz tretenden Elektronen bei gegebenem beschleunigenden Potential kennen. Die Elektronen haben aus zwei Gründen keine völlig einheitliche Geschwindigkeit. Erstens treten sie mit einer gewissen Anfangsgeschwindigkeit aus dem Glühdraht aus, und zweitens hat der Glühdraht nicht an jeder Stelle dasselbe Potential. Der Potentialabfall längs des Drahtes beim Glühen betrug maximal 0,8 Volt. Die Akkumulatoren, die den Strom lieferten, waren so geschaltet, daß die am Millivoltmeter abgelesene Spannung die höchste Spannung des Glühdrahtes anzeigte. Um die beiden diskutierten Einflüsse auf die Geschwindigkeit der Elektronen berücksichtigen zu können, bestimmten wir durch eine besondere Messung die Geschwindigkeitsverteilung der durch das Drahtnetz tretenden Elektronen, und zwar, indem wir bei einer beschleunigenden Spannung, die eben unterhalb der Ionisierungsspannung lag, die Zahl der den Auffangezylinder treffenden Elektronen als Funktion des gegengeschalteten Feldes aufnahmen. Die so gewonnene Geschwindigkeitsverteilungskurve ergab dann eine Korrektur für die aus der Ionisierungskurve folgenden Werte für die Ionisierungsspannung. Es sei bemerkt, daß bei der zur Bestimmung dieser Größe benutzten Meßreihe die Zahl der Elektronen, deren Geschwindigkeit einem Potential entsprach, das das angelegte Potential um 1 Volt übertraf, nie mehr als 5 Proz. derjenigen war, die mindestens eine diesem Potential entsprechende Geschwindigkeit hatten. Kurve I in Fig. 2 zeigt eine solche Verteilungskurve. Sie stellt die Geschwindigkeitsverteilung dar, wie sie bei der für Sauerstoff abgedruckten Kurve vorlag.

Nur durch diese Kontrolle der Geschwindigkeitsverteilung kann man eine Fehlerquelle vermeiden, die bei einer reichen

Elektronenquelle zu recht falschen Resultaten führen kann. Bei einem frischen Draht oder sehr starker Glut des Drahtes bildet sich anscheinend um diesen herum eine Elektronenwolke, die eine Volumladung darstellt, zwischen deren Grenzen eine Potentialdifferenz von mehreren Volt entstehen kann. Die vom Glühdraht emittierten Elektronen gelangen durch Diffusion an die äußere Grenze der Wolke und durchlaufen nun bis zum Drahtnetz eine Potentialdifferenz, die um mehrere Volt die angelegte Spannung übertreffen kann¹⁾. Eine bei starker Elektronenemission des Drahtes aufgenommene Geschwindigkeitskurve zeigt Kurve II in Fig. 2.

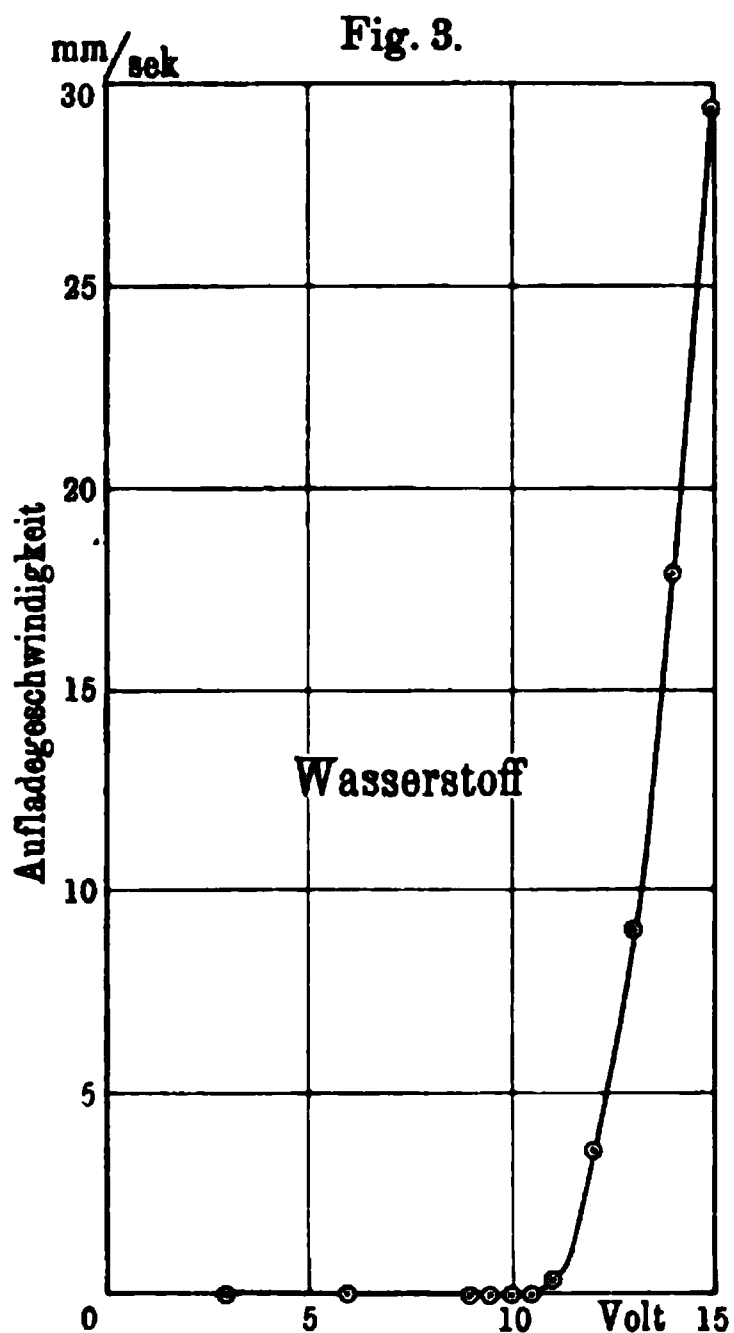
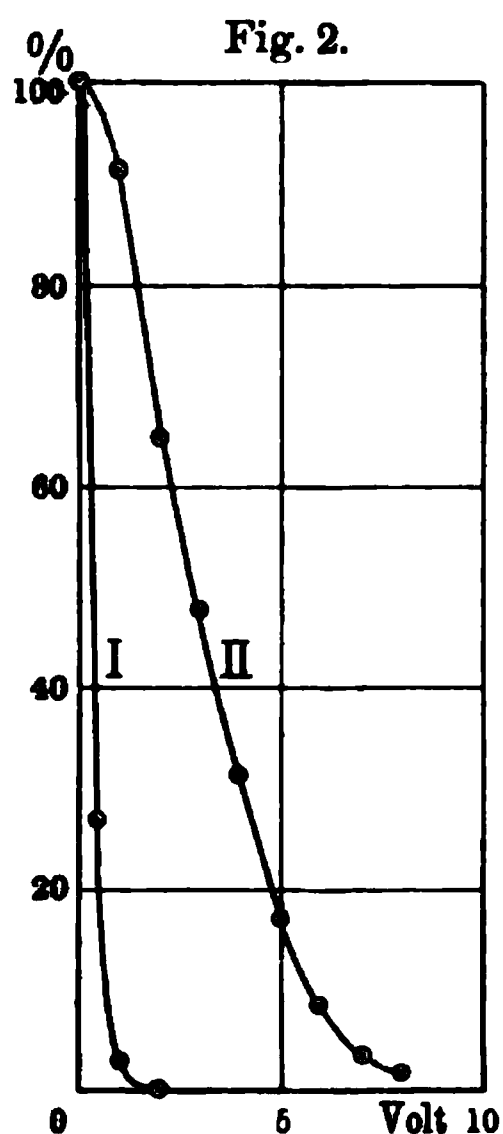
Man sieht, daß die der Geschwindigkeit entsprechende Potentialdifferenz die angelegte beschleunigende Spannung bei 2 Proz. aller Elektronen um 8 Volt, bei etwa 20 Proz. um 5 Volt und bei über 90 Proz. um 1 Volt übertrifft. Wenn derartige Verhältnisse vorliegen, so erhält man schon bei beschleunigenden Spannungen von wenigen Volt eine Ionisierung, jedoch ist diese Spannung dann im hohen Maße abhängig von Gasdruck und Temperatur des Drahtes, so daß scheinbar gar keine bestimmte Ionisierungsspannung existiert.

Diese Unsicherheit verschwindet jedoch vollkommen, wenn man nur Meßreihen benutzt, bei denen die Kontrolle der Geschwindigkeitsverteilung ergeben hat, daß diese Fehlerquelle nicht vorliegt. Die erhaltenen Werte der Ionisierungsspannung erwiesen sich dann als vollkommen unabhängig von Gasdruck, Temperatur des Drahtes usw. Die Ionisierungsspannung ist also wirklich eine charakteristische Konstante des Gases.

Die meisten Messungen sowie fast alle Vorversuche wurden in Wasserstoff ausgeführt. Da der Draht besonders anfänglich trotz der Vorbehandlung immer noch Gas abgab, so wurde für Wasserstoff eine Strömungsmethode gewählt. Durch ein Palladiumrohr diffundierte der reine Wasserstoff aus einer passend regulierten Flamme in das Versuchsrohr hinein und wurde auf der

¹⁾ Dieser Vorgang kann natürlich auch bei Messungen der Anfangsgeschwindigkeit der vom Glühdraht emittierten Elektronen eine Rolle spielen. Ob er das bei den einschlägigen Arbeiten getan hat, entzieht sich natürlich unserer Beurteilung. Jedenfalls sprachen unsere Resultate mehr für eine Abhängigkeit der scheinbaren Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen von der Elektronenzahl, als von der Temperatur.

anderen Seite durch eine Gaedepumpe dauernd abgepumpt. So ließen sich sehr konstante Drucke einstellen, die zwischen $\frac{1}{1000}$ mm und etwa $\frac{2}{100}$ mm variiert wurden. Quecksilberdampf usw. wurde vermieden, indem ein in flüssige Luft tauchendes U-Rohr in die Pumpenleitung eingeschaltet wurde. Ferner war, um beim erstmaligen Auspumpen möglichst tiefen Druck zu erreichen, ein in flüssige Luft tauchendes, mit Kokosnußkohle beschicktes Rohr

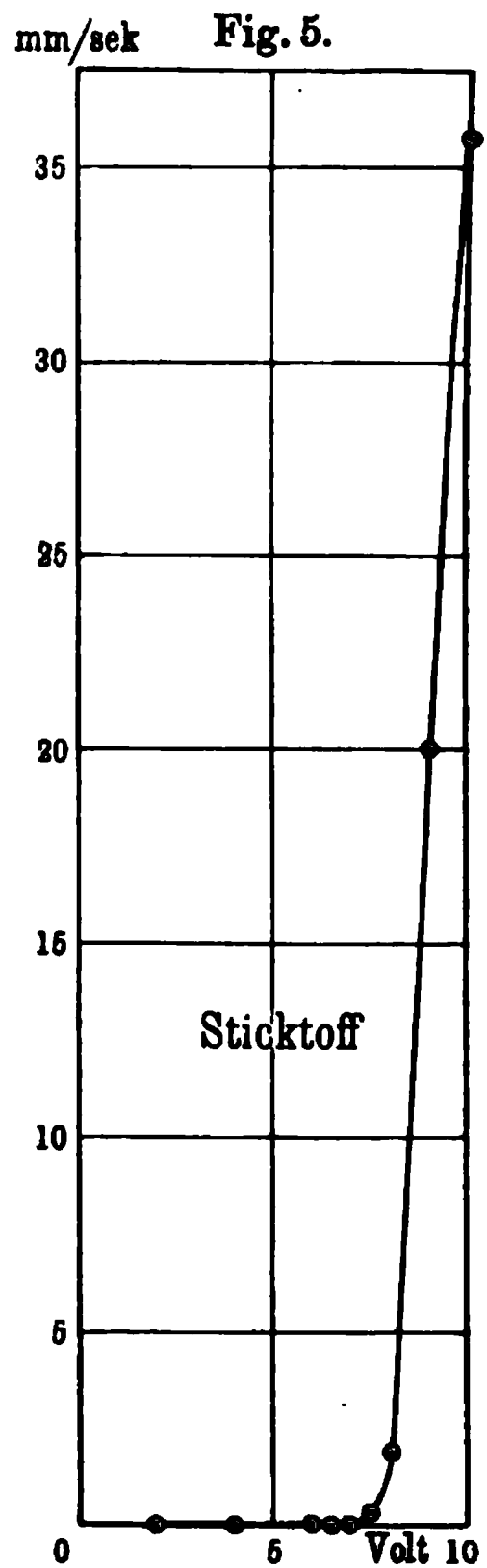
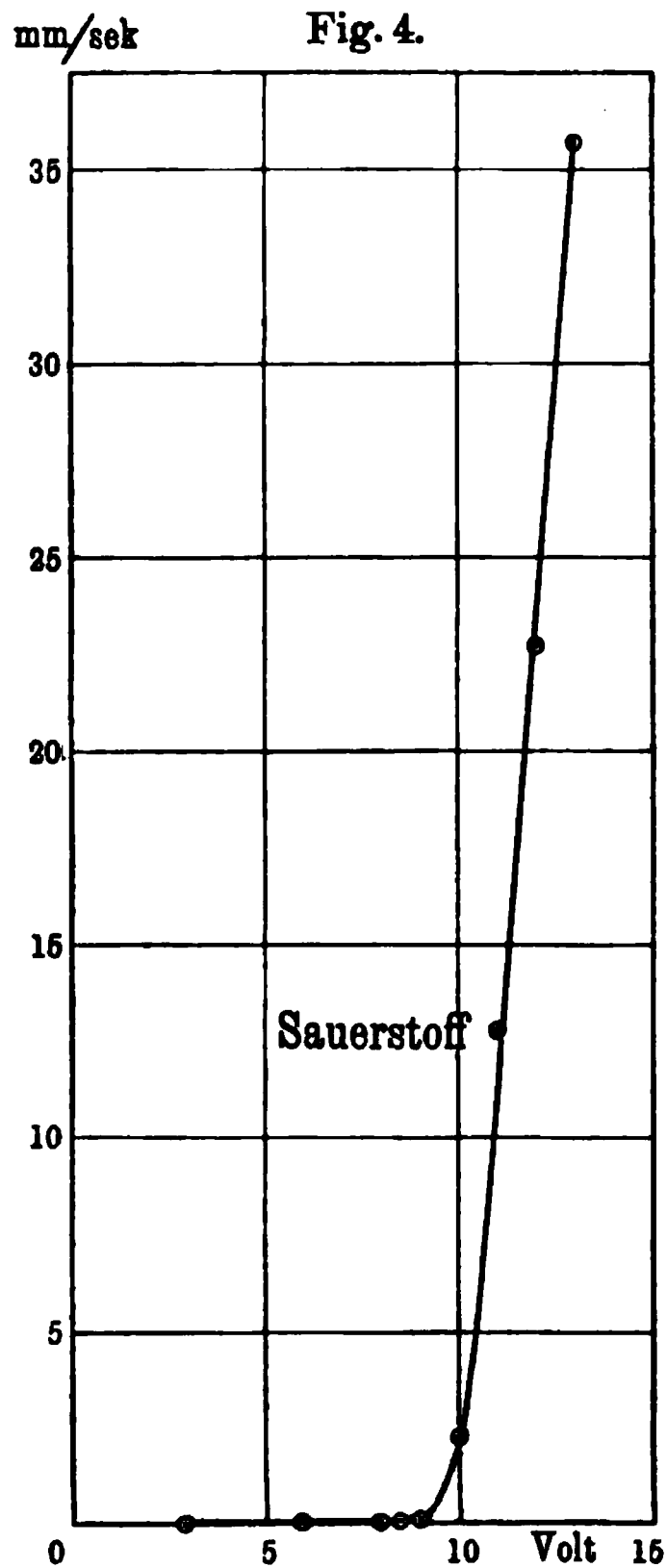


angeschmolzen, das sich durch einen Hahn absperren ließ. Als Beispiel für die erhaltenen Resultate mag die in Fig. 3 abgedruckte Kurve dienen.

Die Abweichungen unter den verschiedenen Versuchsbedingungen waren immer sehr klein. Wenn wir trotzdem die Werte für die Ionisierungsspannung nur auf 1 Volt genau angeben wollen, so geschieht das, da in der Berücksichtigung der durch die Geschwindigkeitsverteilung bedingten Korrektur eine gewisse Willkür steckt. Die relativen Zahlen für die verschiedenen Gase halten wir für recht viel genauer. Die Ionisierungsspannung in Wasserstoff betrug im Mittel 11 Volt.

Der Sauerstoff wurde durch Erhitzen von Kaliumpermanganat im Vakuum erhalten und durch P_2O_5 sowie durch das in flüssige Luft tauchende U-Rohr getrocknet. Auch hier sei wieder eine Kurve als Beispiel gegeben (Fig. 4).

Bei Einfüllung jedes neuen Gases erwies es sich immer als nötig, den Draht in diesem Gase eine Zeitlang zu glühen und



dann das Gas zu erneuern. Die Übereinstimmung der Resultate sowie die am MacLeod nicht nachweisbare Druckerhöhung während einer Meßreihe zeigten, daß die Gasabgabe des Drahtes nichts mehr ausmachte. Meistens wurde der Draht nur während der Ablesung des Elektrometers geglüht. Nach längerer Benutzung in Sauerstoff nahm die Elektronenabgabe des Drahtes ab und wurde anscheinend zum Teil durch eine Abgabe negativer Ionen ersetzt,

was ja bei dem elektronegativen Verhalten des Sauerstoffs verständlich war. Wir schlossen das daraus, daß der Anstieg der Ionisierungskurve allmählich flacher wurde, trotzdem eine genügende Zahl stoßender negativer Ladungsträger vorhanden war.

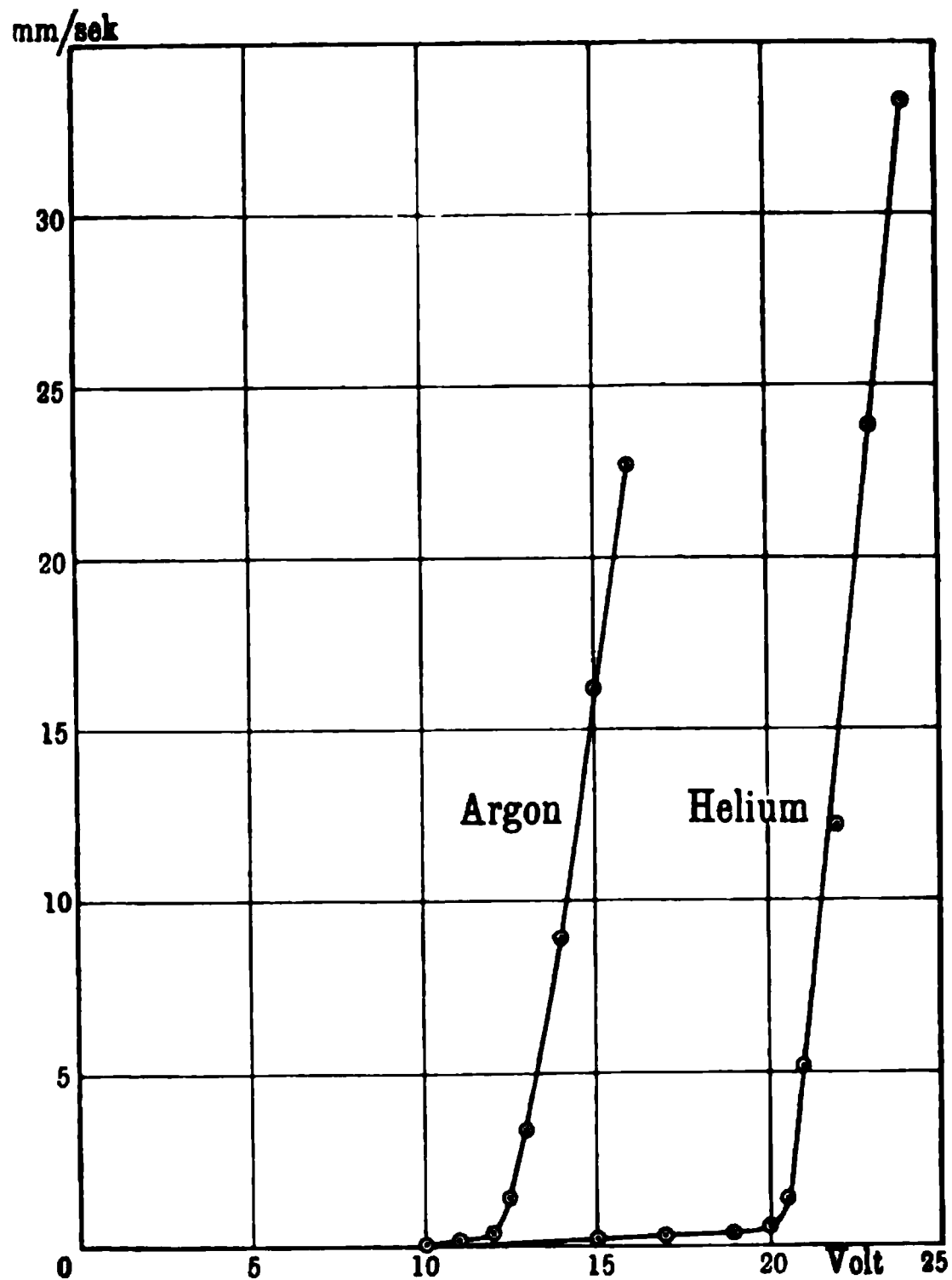
Der verwandte Stickstoff war aus Luft gewonnen, indem der Sauerstoff durch glühendes Kupfer unter den von dem einen von uns früher angegebenen Vorsichtsmaßregeln entfernt worden war. Die durch die Herstellungsweise bedingte Verunreinigung des Stickstoffs durch 1 Proz. Argon kommt, wie aus den Versuchen mit Argon hervorgehen wird, nicht in Betracht. Daß der Stickstoff im übrigen recht rein war, zeigt das Aufleuchten beim Heben und Senken des MacLeods, das natürlich bei den Edelgasen noch deutlicher war. Als Beispiel folgt wieder eine Kurve (Fig. 5).

Die sich ergebende Ionisierungsspannung betrug 7,5 Volt.

Schwieriger als in den besprochenen Gasen ließen sich die Versuche in den Edelgasen ausführen; da hier die Ionisierung bei recht viel höheren Potentialen eintritt, macht sich jede Verunreinigung durch ein zu frühes Einsetzen der Ionisation störend bemerkbar. Es zeigt sich fast immer schon von 11 Volt, der Ionisierungsspannung des H_2 , an eine schwache Ionisation, die aber erst von dem Potential an, das der Ionisierungsspannung des betreffenden Edelgases entspricht, stark anwächst, so daß an dieser Stelle in der Kurve ein starker Knick auftritt. Daß dieser Knick der Ionisation des Edelgases zuzuschreiben ist, ergibt sich daraus, daß er bei größerer Verunreinigung weniger ausgeprägt, bei größerer Reinheit deutlicher wird. Wir brachten, wie z. B. aus der nächsten Kurve (Fig. 6) ersichtlich, in Helium den durch Wasserstoff bedingten Anstieg fast ganz fort, indem wir das Helium längere Zeit mit Kohle und flüssiger Luft reinigten. Das benutzte Helium verdanken wir der Liebenswürdigkeit des Herrn Dr. HOLM von SIEMENS & HALSKE, der es uns bei einer früheren Gelegenheit zur Verfügung gestellt hatte. Bei allen Edelgasen erwies es sich als günstig, bei recht hohen Drucken, einigen Zehntelmillimetern, zu arbeiten. Daß das überhaupt möglich ist, beruht in der Ausnahmestellung der Edelgase, d. h. ihrer geringen Elektronenaffinität (auf diesen Punkt werden wir nächstens in der von uns angekündigten Arbeit über die freie Weglänge der Elektronen zurückkommen). Die Ionisierungsspannung im Helium beträgt 20,5 Volt.

Über Neon ist dasselbe zu sagen wie über Helium. Recht reines Neon bekamen wir durch die Freundlichkeit des Herrn Dr. MÖLLER, dem wir auch hier unseren besten Dank aussprechen wollen. Im MacLeod leuchtete das Neon so intensiv, daß es bei hellem Tageslicht stark sichtbar war. Die weitere Reinigung, hauptsächlich Befreiung von Wasserstoff, geschah nach der von

Fig. 6.



GEHLHOFF modifizierten MAYschen Methode, nämlich durch eine Entladung in Kaliumdampf. Bei Neon war es besonders schwierig, den Wasserstoff zu beseitigen. Die Ionisierungsspannung beträgt 16 Volt (siehe z. B. die Kurve in Fig. 7).

Das Argon war früher nach dem FRANZ FISCHERSchen Verfahren hier hergestellt worden. Da es schon längere Zeit stand, erwies sich eine weitere Reinigung mit mehreren Kaliumzellen

als nötig. Die Ionisierungsspannung, siehe z. B. die Kurve in Fig. 6, beträgt 12 Volt.

Die Ionisierungsspannung ist theoretisch in verschiedener Weise in Verbindung mit den Dimensionen der Gasmoleküle gebracht worden. STARK¹⁾ hat auf einen möglichen Zusammenhang der Ionisierungsspannung mit der Quantenhypothese hingewiesen, indem er die Ionisierungsarbeit gleich der Größe $h\nu$ setzte, wo h das PLANCKsche elementare Wirkungsquantum und ν die Schwingungszahl des abgetrennten Elektrons bedeutet. Von STARK wird ν gleich der Frequenz des ultravioletten Endes des Bandenspektrums in dem betreffenden Gase gesetzt. Wir haben in einer Notiz²⁾ für ν den aus der LINDEMANNschen Formel³⁾ für den von POHL und PRINGSHEIM⁴⁾ gefundenen selektiven Photoeffekt sich berechnenden Wert eingesetzt. So erhält man für die Ionisierungsarbeit den Ausdruck:

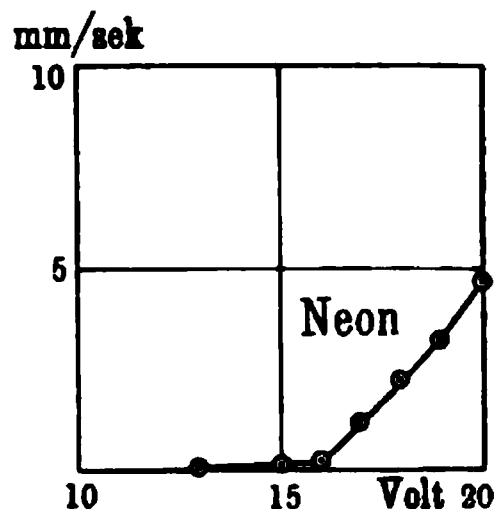
$$h\nu = \frac{h}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2}{m}} \frac{1}{r^{3/2}},$$

worin e die Ladung, m die Masse des Elektrons und r den Atomradius bedeutet.

Durch seine Erweiterung der Hypothese des elementaren Wirkungsquantums auf nicht periodische Vorgänge erhält SOMMERFELD das Resultat, daß die Ionisierungsspannung dem Quadrat des Atomradius umgekehrt proportional sein muß.

Faßt man endlich die Ionisierungsarbeit als die rein elektrostatische Arbeit auf, die geleistet werden muß, um das Elektron aus dem Zentrum einer positiven Kugel vom Radius r ins Unendliche zu bringen, so muß man den Wert $\frac{3}{2} \frac{e^2}{r}$ erwarten. Eine Entscheidung zwischen den drei Auffassungen scheint uns auf Grund unseres Materials noch nicht möglich. Der absolute Wert ergibt sich aus der elektrostatischen Betrachtung größer als der gemessene,

Fig. 7.



¹⁾ J. STARK, Phys. ZS. 9, 481, 889, 1908; 10, 614, 1909. — STARK u. STEUBING, ebenda 10, 787, 1909. — Jahrb. d. Radioakt. 6, 168, 1909.

²⁾ J. FRANCK u. G. HERTZ, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 967, 1911 u. 14, 167, 1912.

³⁾ A. LINDEMANN, ebenda 13, 482, 1911.

⁴⁾ POHL u. PRINGSHEIM, ebenda 12, 682, 1910.

aus der SOMMERFELDSchen Formel und der Quantenhypothese in Verbindung mit der LINDEMANNschen Formel kleiner als die gemessenen Werte. Die Größenordnung wird auf alle Arten gleich gut wiedergegeben¹⁾.

Wir hoffen, durch Messung der Ionisierungsspannung in Gasen und Dämpfen mit großem Molekularradius weiteres Material zur Prüfung der theoretischen Vorstellungen liefern zu können. Vor allem sollen die einatomigen Metaldämpfe des Quecksilbers und der Alkaligruppe untersucht werden, auch aus dem Grunde, da hier von POHL und PRINGSHEIM die Frequenz des selektiven Photoeffekts bestimmt ist. Ferner wollen wir gasförmige Verbindungen untersuchen. Nach sehr vorläufigen Resultaten scheint es sich nämlich bei der Ionisierungsspannung um eine Atom-eigenschaft, die von der Bindung unabhängig ist, zu handeln.

Zusammenfassung: Es wurden nach der LENARDSchen Methode die Ionisierungsspannungen in reinen Gasen gemessen. Es ergaben sich für He 20,5 Volt, Ne 16 Volt, Ar 12 Volt, H₂ 11 Volt, O₂ 9 Volt, N₂ 7,5 Volt.

Ein Teil der benutzten Apparate ist aus Mitteln der Jagor-stiftung angeschafft, wofür wir unseren besten Dank aussprechen.

Berlin, Physik. Institut d. Universität, Januar 1913.

¹⁾ Es berechnet sich z. B. für Helium aus der elektrostatischen Betrachtung 24 Volt, aus der LINDEMANNschen Formel 12 Volt, während SOMMERFELD (vgl. R. SEELIGER, Sitzungsber. Bayer. Akad. d. Wiss. 1912, S. 375) 9,3 Volt berechnet. Bei den anderen Gasen liegen die Verhältnisse entsprechend.

***Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika;
von Karl Willy Wagner.***

(Vorgetragen in der Sitzung vom 6. Dezember 1912.)

(Vgl. diese Verh. 14, 1035, 1912.)

Die Anomalien fester Dielektrika (Nachladung, Rückstand, Energieverlust im elektrischen Wechselfelde) rühren überwiegend von der dielektrischen Nachwirkung her. Darunter ist die Erscheinung zu verstehen, daß ein Teil der dielektrischen Verschiebung den Änderungen des Feldes nicht sofort folgt, sondern hinter ihnen zurückbleibt, so daß z. B. die Verschiebung sich nach dem Aufhören der Feldänderungen noch eine Weile weiter ändert.

v. SCHWEIDLER hat vorgeschlagen, das Abklingen der Nachwirkung im konstanten Felde durch eine Reihe von Exponentialgliedern

$$\sum_n k_n e^{-\frac{t}{T_n}}$$

darzustellen¹⁾. Da er indes sowohl die Werte der Konstanten k_n , T_n als auch ihre Anzahl n unbestimmt läßt, so liefert der vorstehende Ansatz für sich noch keine Handhabe zur Bestimmung des Verlaufes der dielektrischen Nachwirkungserscheinungen.

Diese Bestimmung gelingt, wie im Vortrage ausgeführt worden ist, wenn man, analog zur WIECHERTSchen Behandlungsweise der elastischen Nachwirkungsvorgänge²⁾, annimmt, daß sich die Zeitkonstanten T_n um einen oder mehrere wahrscheinlichste Werte nach dem Verteilungsgesetz

$$k_n dT_n = \frac{kb}{\sqrt{\pi}} e^{-b^2 s^2} ds$$

gruppieren. Darin ist

$$s = \log \text{nat} \frac{T}{T_0};$$

k , b sind Konstanten, T_0 ist die wahrscheinlichste Zeitkonstante.

Auf Grund dieser Hypothese läßt sich der Verlauf des Nachladungs- oder Rückstandstromes berechnen und auch das Gesetz

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 24, 711 ff., 1907.

²⁾ Wied. Ann. 50, 336, 546, 1893.

ableiten, nach dem die Kapazität eines Kondensators mit unvollkommenem Dielektrikum und seine Energieverluste bei Wechselstrom von der Frequenz abhängen.

Diese theoretischen Beziehungen finden sich in dem bisher vorliegenden Beobachtungsmaterial bestätigt.

Auf den Verlauf der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge hat die Temperatur einen großen Einfluß. Es zeigt sich, daß die wahrscheinlichste Zeitkonstante T_0 mit steigender Temperatur stark abnimmt. Dagegen ändert sich die Verteilung der Zeitkonstanten um ihren wahrscheinlichsten Wert T_0 , also die Größe der Konstanten b in geringerem Maße; im allgemeinen scheint b mit der Temperatur zu wachsen.

Die ausführliche Wiedergabe der Berechnungen und Beobachtungen wird an anderer Stelle erfolgen.

***Die Stromverteilung
an Kathoden von Entladungsröhren;
von A. Wehnelt.***

(Eingegangen am 20. Januar 1913.)

Gelegentlich einer früheren Arbeit¹⁾ über das gleiche Thema hatte ich gefunden, daß bei tiefen Drucken der gesamte Strom an der Kathode durch das sichtbare Bündel abfließt. Ich hatte dies dadurch nachzuweisen geglaubt, daß ich die Kathodenfläche aus zwei voneinander isolierten Teilen anfertigte, nämlich aus einem kreisförmigen Mittelteil und einem denselben umgebenden Ring. Nun hat aber GOLDSTEIN²⁾ gezeigt, daß von Kathoden bei tiefen Drucken außer dem sichtbaren, schwach divergierenden Kathodenstrahlenbündel noch von der ganzen Fläche der Kathode Kathodenstrahlen ausgehen, welche die Glaswände des eng anliegenden, zylindrischen Entladungsrohres bis nahe an die Kathode heran zur Fluoreszenz erregen. Ich selbst³⁾ habe diese Strahlen kürzlich durch eine seitliche Öffnung aus dem Rohr austreten lassen und habe sie durch einen Leuchtschirm sichtbar gemacht. Demnach muß irgend eine Ursache vorhanden sein, die diese Kathodenstrahlen von der ganzen Fläche auslöst, und ich⁴⁾ hatte seinerzeit die Vermutung ausgesprochen, daß das ultraviolette Licht, welches von der Entladung ausgeht, diese Strahlen erregt. Dies würde es auch erklärlich machen, daß ich bei meinen damaligen Messungen, bei welchen ich mit einem Galvanometer mit einer Empfindlichkeit von nur etwa $2 \cdot 10^{-6}$ Amp. pro Skalenteil arbeitete, nichts von den schwachen Strömen bemerkte.

Ich habe die Versuche jetzt noch einmal aufgenommen, dabei mit einem viel empfindlicheren Galvanometer gearbeitet und mit Hilfe desselben die schwachen Ströme messen können. Dabei stellte ich fest, daß der Einfluß des ultravioletten Lichtes nur

¹⁾ A. WEHNELT, Phys. ZS. 2, 334—339, 1901.

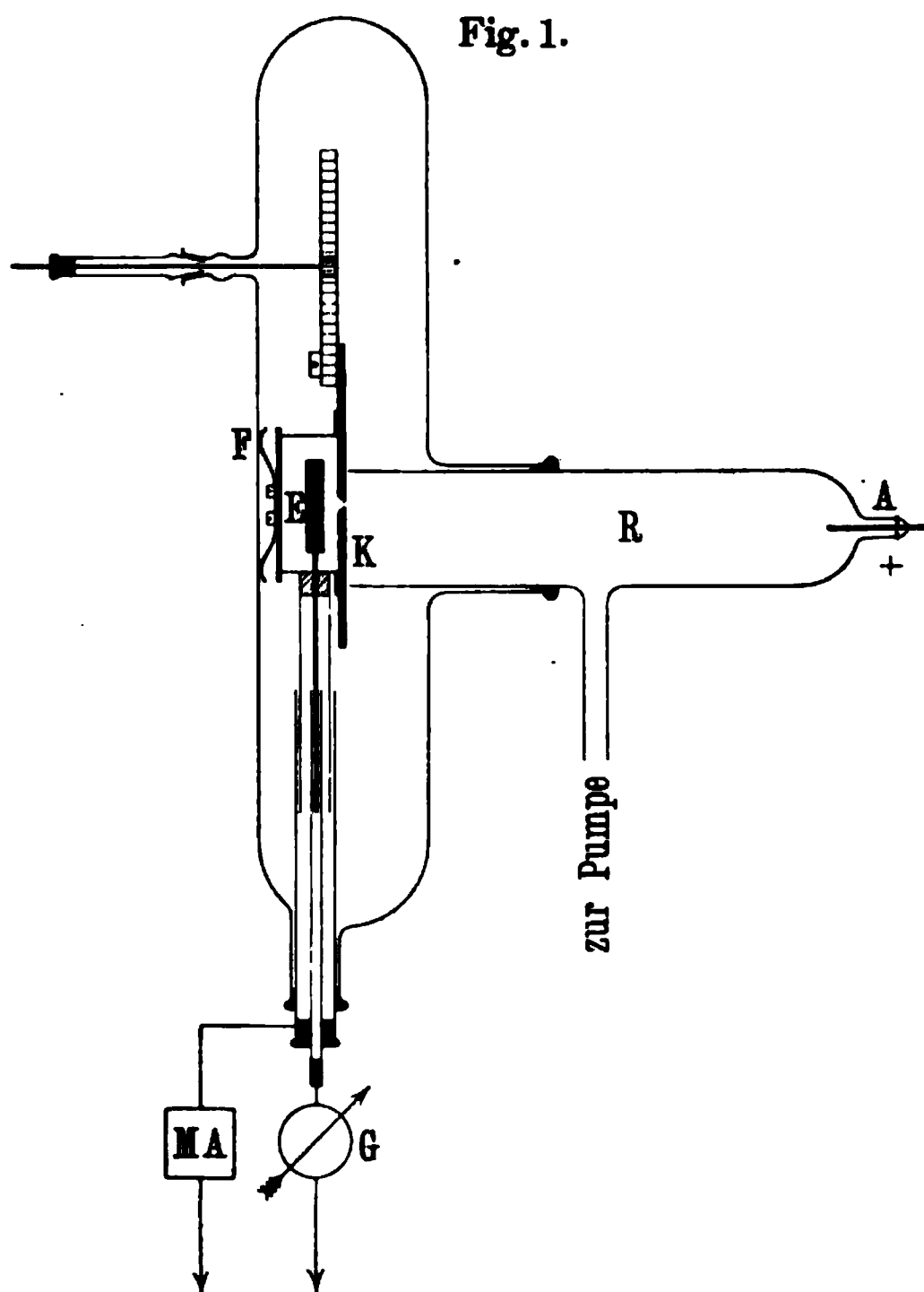
²⁾ E. GOLDSTEIN, Wied. Ann. 60, 491, 1897; Verh. d. D. Phys. Ges. 3, 192, 1901.

³⁾ A. WEHNELT, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 832—836, 1912.

⁴⁾ A. WEHNELT, l. c., S. 832.

eine geringe Rolle spielt. In folgendem seien kurz die Versuchsergebnisse angegeben.

Zuerst wurde eine den Querschnitt eines zylindrischen Entladungsröhres ausfüllende Kathode benutzt, die aus drei voneinander isolierten Teilen bestand. Um einen mittleren, kreisförmigen Teil von 1 cm Durchmesser lag ein Ring von 1 cm Breite und um diesen wieder ein Ring von derselben Breite. Der Strom, welcher von dem Mittelteil abfloß, wurde mit einem Milliampere-



meter und der, welcher von den Ringen ausging, durch ein Galvanometer mit variablen Nebenschlüssen gemessen, das Ströme bis $1,8 \cdot 10^{-10}$ pro Skalenteil abzulesen gestattete. Der Versuch ergab, daß auch bei den tiefsten Drucken, bei welchen die Dicke des sichtbaren Kathodenstrahlenbündels nur noch wenige Millimeter betrug, doch noch relativ beträchtliche Ströme durch die beiden Ringe abflossen.

Folgende Tabelle enthält die Resultate einer Messung:

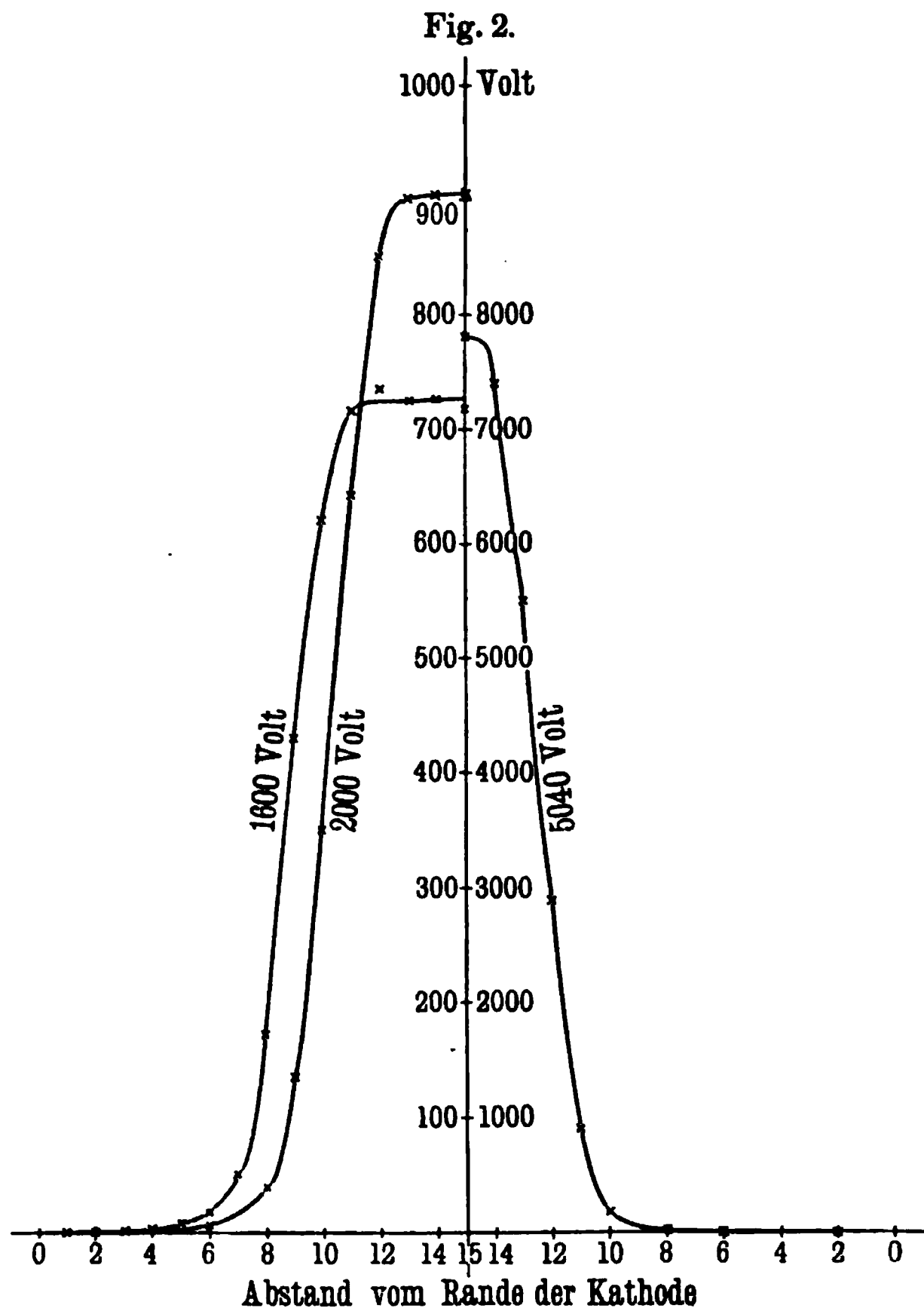
Stromstärke, welche abfließt durch	den Mittelteil der Kathode . .	0,313 . 10 ⁻³ Amp.
	den 1. Ring " " . .	0,016 . 10 ⁻³ "
	den 2. Ring " " . .	0,0022 . 10 ⁻³ "

Um eine Bestimmung der durch die Flächeneinheit an den verschiedenen Stellen der Kathode abfließenden Stromstärken zu erhalten, diente folgende Anordnung (Fig. 1): In dem Entladungsröhr *R* von 3 cm Durchmesser mit der Anode *A* befand sich eine Kathode *K*, die auf das glattgeschliffene Ende des Rohres mit sanftem Druck (hervorgerufen durch die Feder *F*) aufgepreßt war. Die Kathode *K* hatte in der Mitte eine kreisförmige Öffnung von 1 mm Durchmesser. Mit Hilfe von Zahnstange und Trieb konnte die Kathode *K* an dem Röhr *R* entlang bewegt werden, so daß die Öffnung an alle Stellen des Rohres kam. Hinter der Öffnung war eine Auffangelektrode *E*. Die

Abstand der Mitte der Kathodenöffnung vom Rande in Millimetern	Ausschlag des Galvanometers auf gleiche Empfindlichkeit reduziert (1 Skt. = 1,8 . 10 ⁻¹⁰ Amp.) bei einem Entladungspotential von		
	1600 Volt	2000 Volt	5040 Volt
0	0	0	0
1	0,5	—	—
2	1	1	5,5
3	1,5	—	—
4	8,5	2	8,5
5	7,5	—	—
6	17	6	17,5
7	50	—	—
8	171	39	43
9	430	135	—
10	620	350	187
11	715	642	900
12	735	850	2900
13	725	900	5500
14	725	905	7400
15	715	905	7800
Dieke des sichtbaren Kathodenstrahlenbündels }	13 mm	8 mm	5 mm
Stromstärke im Entladungsröhr <i>R</i> }	1 . 10 ⁻³ Amp.	1 . 10 ⁻³ Amp.	1,2 . 10 ⁻³ Amp.

Kathode K und die davon gut isolierte Auffangelektrode E waren, damit die Kathode K bewegt werden konnte, in Röhren mit sanfter Reibung verschiebbar.

Zwischen A und K wurde nun bei verschiedenen Drucken die Entladung erzeugt und dabei die Öffnung in der Kathode K



vom Rande zur Mitte bewegt. Gleichzeitig wurde der Strom, welcher durch E abfloß, mit einem Galvanometer, der, welcher durch R floß, durch ein Milliampereometer gemessen. Vorstehende Tabelle gibt die Resultate einiger Versuchsreihen.

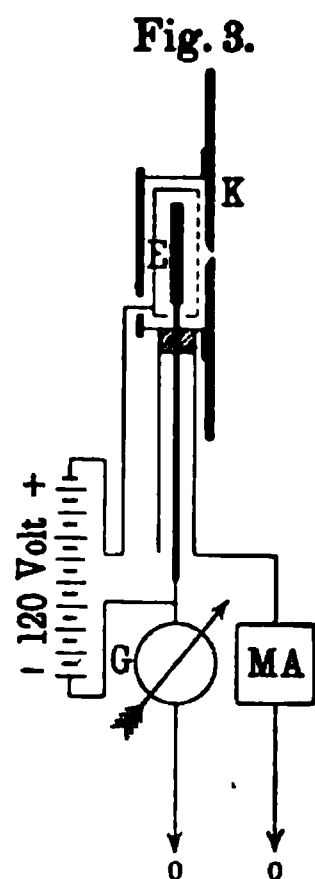
Fig. 2 zeigt die nach der Tabelle gezeichneten Kurven. Man ersieht daraus, daß der Strom im sichtbaren Bündel nur in der Mitte konstant ist und dann nach den Rändern zu schnell abfällt,

daß jedoch bis zum Rande der Kathode hin noch Ströme vorhanden sind.

Um zu untersuchen, ob diese Ströme durch ultraviolettes Licht hervorgerufen werden, welches, durch die Öffnung hindurchtretend, die Auffangelektrode E trifft, wurde diese in einen Faradayzylinder (Fig. 3) gesteckt, der vorn durch ein engmaschiges Drahtnetz geschlossen war. Wurde dieser Zylinder, der natürlich wohl isoliert war, auf $+120$ Volt aufgeladen, so ergab sich, daß dadurch der Strom, der durch das System Faradayzylinder und Auffangelektrode E abfloß, bei niedrigen Potentialen im Entladungsröhr (1600 Volt) um 70 Proz., bei höheren Potentialen (5040 Volt) um 40 Proz. geschwächt wurde. Daraus folgt, daß hauptsächlich positive Ionen durch die Kathodenöffnung hindurchfliegen, denn nur solche können durch das Feld zurückgehalten werden.

Daß das ultraviolette Licht überhaupt nur einen sehr geringen Einfluß auf die Entladung hat, wurde folgendermaßen gezeigt. Eine Kathode, die auf das eine Ende eines Entladungsröhres gekittet war, hatte in der Mitte eine Öffnung von 1 mm Durchmesser. Auf die Rückseite der Kathode war eine dünne Quarzplatte (Deckglasplatte) gekittet und ein Rohr, welches eine blank geschmirgelte Aluminiumplatte enthielt. Diese, durch Bernstein isoliert, war mit einem Quadrantenelektrometer verbunden. Der ganze, die Platte umgebende Raum war durch ein auf etwa $+6$ Volt geladenes Messingdrahtnetz gegen äußere elektrostatische Störungen geschützt. Der Versuch ergab, daß das ultraviolette Licht, welches die dünne Quarzplatte noch durchdringt, mit zunehmendem Potential sehr rasch abnahm und bei niedrigen Potentialen nur ungefähr 10^{-12} Ampere betrug. Wurde die Öffnung in der Kathode nahe dem Rande verlegt (6 mm vom Rande entfernt), so zeigte das Elektrometer bei tieferen Drucken überhaupt keine Wirkung mehr an. Wenn auch durch das Quarzfenster das äußerste ultraviolette Licht absorbiert wird, so zeigt der Versuch doch, daß die Wirkung sehr gering gegenüber der der positiven Teilchen war.

Aus den Versuchen folgt, daß die Entladung an allen nicht vom sichtbaren Strahlenbündel bedeckten Teilen



der Kathode genau durch die gleichen Ursachen entsteht, wie dieses Bündel selbst, also durch positive Ionen, die auf die Kathode zufliegen und dicht an der Oberfläche derselben das Gas ionisieren.

Nebenbei mag auch noch das ultraviolette Licht, bzw. die weichen Röntgenstrahlen, die ja stets bei der Entladung vorhanden sind, einen geringen Einfluß auf die Entstehung von Elektronen an dem Metall der Kathode haben. .

Zum Schluß möchte ich nicht verfehlen, dem Kuratorium der Jagorstiftung meinen besten Dank für die Gewährung von Mitteln zur Ausführung dieser Arbeit auszusprechen.

Berlin, Physik. Institut d. Universität, 1913.

***Erwiderung an Herren Franck und Pohl
auf ihre gemeinsam mit Herrn Pringsheim
veröffentlichte Erwiderung;
von Erich Marx.***

(Eingegangen am 4. Januar 1913.)

In der Erwiderung der Herren ist der springende Punkt der Diskussion, soweit sie meine Untersuchung betrifft, durchaus verwischt.

Ich bin gezwungen, noch einmal zu antworten, indem ich die Fragestellungen, zu denen die Diskussion gelangt ist, kurz formuliere. Die des öfteren publizierte Beantwortung der Parteien wird beigelegt und das Urteil wird den Fachgenossen überlassen.

I. Man will sehen, ob in dem Schema Fig. 1 an der Elektrode E , bei Abstandsänderung der Röntgenröhre, Potentialschwankungen durch elektrische Wellen von R auftreten. — Ist es dann erlaubt, eine Heliumröhre so zu schalten, wie es Fig. 2¹⁾ zeigt?

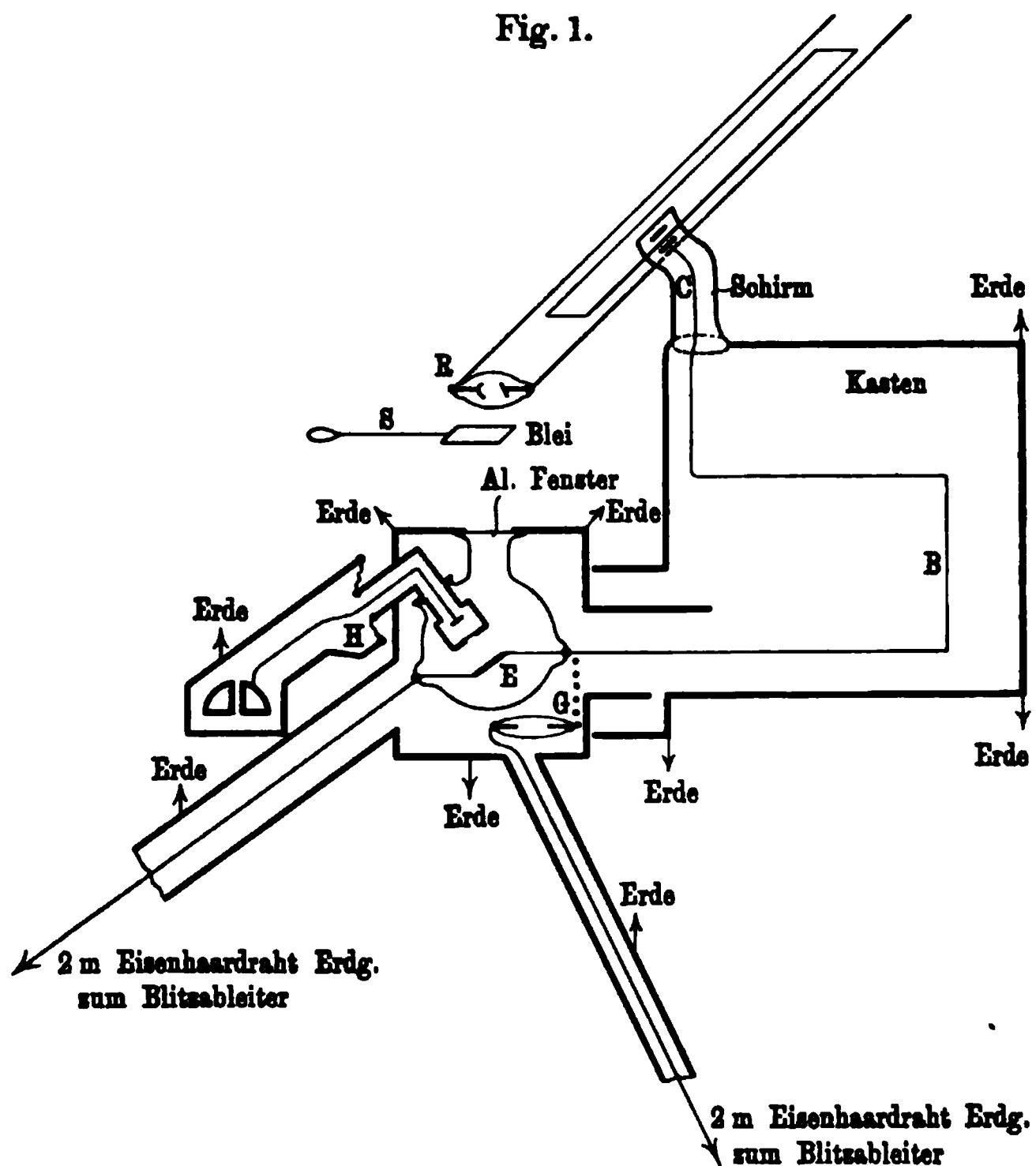
Herr FRANCK und POHL behaupten „Ja“. Sie sehen in der Schaltung der Fig. 2 „eine einfache direkte Messung“ der Potentialschwankung bei E , zu der ich mich „leider nicht hätte entschließen können“ (sic!). Ich behaupte „Nein“ und halte die Anordnung für „einen ganz schweren Fehler“. — Will man die Spannung bei E direkt mit der Heliumröhre messen, so hat dies so zu geschehen, wie Fig. 1 zeigt. Bei dieser Schaltung, zu der ich mich seinerzeit „entschlossen“ hatte, ergab sich nicht die geringste Potentialschwankung bei Abstandsänderung der Röntgenröhre. Diese Bestimmung ist aber natürlich weit unempfindlicher als die am Quadrantenelektrometer von mir beschriebene²⁾ und bietet deshalb keine hinreichenden Garantien, daß alles zum Beginn der Messung in Ordnung ist. — Eine kurze Drahtverbindung, selbst

¹⁾ Unveränderte Originalfigur aus POHL, Physik d. Röntgenstrahlen, S. 142.

²⁾ Vgl. Ann. d. Phys. (4) 33, 1340, 1910.

wenn sie im Inneren des Kastens angebracht ist, kann bei plötzlicher Bestrahlung entscheidende Fehler¹⁾ bedingen.

II. In meiner Anordnung ist die ganze Brücke metallisch eingebaut, bis auf ein kleines Stück an der Stelle *c*, wo das durch



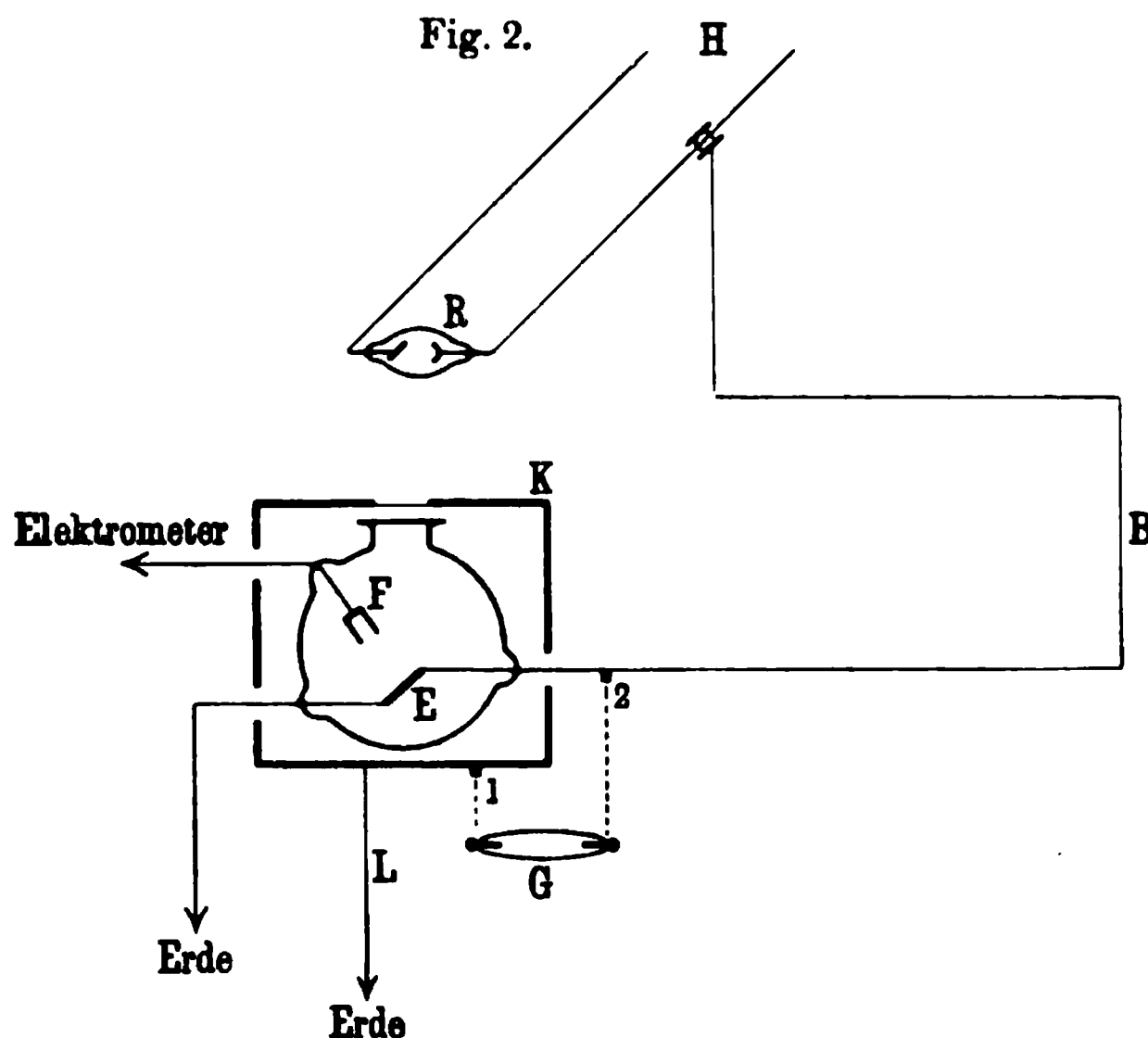
Kapazitätskopplung aufgeprägte Potential unvergleichlich groß ist gegen ein etwa noch im senkrecht geführten Drahtstückchen induziertes²⁾.

¹⁾ Schwingungspotentiale bei plötzlichem, enormen di/dt , im fast ungedämpften Kreis!

²⁾ Der Empfänger wird in der Höhenstellung verändert. *H* ist eine Metallhülle, die nachgibt. Entfernen der Kapazitätskopplung bewirkt bei jeder Brückenstellung den gleichen, geringen (durch die Dornsche Strahlung bedingten) Ausschlag. Dies beweist schlagend die Hinfälligkeit der kuriosen Leidener Flaschen-Hypothese des Schutzkastens. Die ganze Unmöglichkeit einer solchen Anschauung, schon der

Herr POHL hat (Fig. 2) meine Anordnung so dargestellt, als wäre kein Schutz da. — Ad hoc?

III. A. Ich zeigte, daß bei Drehung der Röhre um die vertikale Achse um 180° , wodurch (bei Konstanthaltung von elektrostatischem Schutz und Drahtkonstellation) der Emissionspunkt der Röntgenstrahlen um 180° verschoben wird, sich auch das bei *E* beobachtete Potential um 180° verschoben erweist. Zeigt dies



nicht direkt das Antreffen einer zeitlich veränderten Phase bei Änderung des Emissionszeitpunktes der X-Strahlen?

B. Ist es überhaupt verständlich, daß die Herren, die bei ihrer Anordnung einen diametral entgegengesetzten Verlauf,

Größenordnung nach, bei der geringen Strahlungsenergie, einer durch die Röntgenstrahlerzeugung aufgezehrten $60\text{ cm} - \frac{\lambda}{2}$ -Welle, im Verhältnis zur Dimensionierung der Oberfläche des Kastens, bitte ich den Leser sich selbst auszumalen. — Von einem „allseitig geschlossenen Kasten“ habe ich ausdrücklich nur gesprochen, wenn nach Abnahme der Kopplung auch das letzte Stückchen Draht eingekapselt war. Es ist unrichtige Darstellung, wenn durch Beifügung „im MARXschen Sinne“ der Anschein erweckt werden soll, ich hätte auch bei anliegender Kapazitätskopplung diese Bezeichnung verwendet.

d. h. unverändertes Potential bei Röhrendrehung, erhielten, zwar die Richtigkeit meines Experimentes, wie sie ausdrücklich betonen¹⁾, nicht anzweifeln, aber apodiktisch behaupten, es ließe sich auch mein Experiment genau so erklären, als wenn es umgekehrt verlaufen wäre; nämlich durch elektrische Wellen, die, unbekümmert um die horizontale lochfreie Metallwand des nur mit seitlicher geschützter Öffnung versehenen Metallkastens, im Inneren des Kastens bei E genaue Wellenmessungen mit mehreren Maximis ermöglichen; HERTZsche Wellen, die bei E interferierend nur dann elektrometrisch gemessen werden können, wenn die Entfernung des Bleischirmes S Röntgenstrahlen in das Innere des Kastens dringen läßt?

Dies sind die Fragestellungen! Die Beantwortung mögen die Parteien nun endlich den Fachgenossen überlassen!

Leipzig, Physik. Institut d. Universität, 2. Januar 1913.

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1125, 1912, Anmerkung.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

15. Februar 1913.

Nr. 8.

Sitzung vom 7. Februar 1913.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. H. v. Siemens spricht über

Dampfdruckmessung und Thermometrie
bei tiefen Temperaturen.

Ferner berichtet Hr. H. Geiger

über Zerstreuung der α -Strahlen,
nach gemeinsam mit Hrn. E. MARSDEN ausgeführten Versuchen.

Endlich trägt Hr. Alfred Siggel vor über seine Untersuchungen
zur Thermodynamik kristallwasserhaltiger Salze.

Am 12. November 1912 ist von Hrn. Paul Knipping eine
versiegelte Mitteilung: „Erscheinungen beim Durchgang
von Röntgenstrahlen durch Kristalle“ beim Vorstand der
Gesellschaft niedergelegt. Die Mitteilung ist nunmehr am
5. Februar zur Veröffentlichung bestimmt worden.

Ferner sind folgende Mitteilungen zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft eingegangen von den Herren:

G. v. Hevesy: Über das RUTHERFORDSche Atommodell
(eingereicht von Hrn. H. GEIGER).

G. Quincke: Über Brechung elektrischer Strahlen und
elektrischer Schaumwände.

Leo Grunmach: Universal-Meßapparat zur photographischen Aufnahme und zu mikrometrischer Ausmessung von Kapillarwellen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. phil. WERNER KOLHÖRSTER und

Hr. Dr. phil. EMIL EVERLING, beide Assistenten am Physikalischen
Institut der Universität, Halle, Paradeplatz 7.

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. DORN.)

Hr. Ingenieur BÉJEUHR, Berlin W 30, Nollendorfplatz 3.

(Vorgeschlagen durch Hrn. R. ASSMANN.)

**Untersuchungen
an physikalisch-objektiven Kombinationstönen;
von E. Waetzmann und G. Mücke.**

Vorläufige Mitteilung.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1913.)

(Vgl. oben S. 23.)

Physikalisch-objektiv nennen wir solche Kombinationstöne (K.-T.), die schon im Außenraum, außerhalb des Ohres des Beobachters existieren. Die gewöhnlich als subjektiv bezeichneten K.-T., die erst im Ohr des Beobachters entstehen, nennen wir physiologisch-objektiv, um das Mißverständnis auszuschließen, als hätten sie ihren Ursprung erst in Empfindungsvorgängen. Den experimentellen Beweis für die Möglichkeit der physikalischen Objektivität der von getrennten Primärtönen (P.-T.) herrührenden K.-T. hat HELMHOLTZ noch nicht erbracht. Das ist erst in neuerer Zeit gelungen¹⁾. Trotz dieses Nachweises ist die HELMHOLTZsche Theorie dieser K.-T. aber auch heute noch nicht allgemein anerkannt. Und tatsächlich bestehen schwerwiegende Differenzen zwischen den Resultaten des Experimentes und der Theorie, namentlich bezüglich der Intensitätsverhältnisse der K.-T. Das kann zum großen Teil daran liegen, daß in der Regel nicht objektiv beobachtet worden ist, sondern nur mit dem Ohr, und daß die bisher vorliegenden experimentellen Beobachtungen sich fast ausschließlich auf nur physiologisch-objektive K.-T. beziehen. Wir stellten uns deshalb zunächst die Aufgabe, Klangkurven herzustellen, in denen K.-T. nachweisbar sind, was unseres Wissens bisher noch nicht gelungen ist. Gelingt es, solche Klangkurven zu erhalten, so ist damit nicht nur der beste Beweis für die Objektivität der betreffenden K.-T. gegeben, sondern auch die Möglichkeit, mit Hilfe der FOURIERSchen Analyse die quantitativen Verhältnisse objektiv zu prüfen.

¹⁾ Siehe z. B. KARL L. SCHAEFER, Ann. d. Phys. (4) 17, 572, 1905; E. WAEZMANN, ebenda (4) 20, 837, 1906.

§ 1. Klangkurven, welche K.-T. enthalten. Besonders starke K.-T. entstehen bei sehr großer Höhe der P.-T. Andererseits ist die Verwendung sehr hoher P.-T. insofern von Nachteil, als es bei der Kleinheit ihrer Amplituden schon schwierig ist, Schwingungskurven der P.-T. selbst aufzuzeichnen. Deshalb muß die Registrieranordnung möglichst empfindlich gemacht werden. Als Tonquellen standen uns Stimmgabeln von 200 bis 4000 Schwingungen und ein Satz Orgelpfeifen von 128 bis 1024 Schwingungen zur Verfügung. Außerdem wurden noch kleine Glaspfeifen von etwa 1800 bis 3000 Schwingungen hergestellt, mit denen zunächst hauptsächlich operiert wurde. Die Pfeifchen bestehen aus Glasröhrchen, die seitlich angeblasen werden; ihre endgültige Abstimmung geschah durch Abschleifen der Röhrenenden. Die Tonhöhe wurde durch Vergleich mit Stimmgabeln mit Hilfe von Schwebungen und K.-T. bestimmt, da der Vergleich mit Sirenen-tönen zu ungenaue Resultate ergab. Außerdem wurden Kontrollbestimmungen durch Photographieren und Auszählen der Schwingungskurven gemacht. Auf Konstanz des Anblasens wurde natürlich größte Sorgfalt verwandt. Im übrigen kam es für unsere Zwecke ja weniger auf die absoluten als auf die relativen Schwingungszahlen der einzelnen Komponenten der resultierenden Schwingungskurven an, und diese ergibt die FOURIERSche Analyse. Die P.-T. wurden durch ein Mikrophon einem lautsprechenden Telephon zugeleitet, dessen Empfindlichkeit durch Verstellen seiner Membran verändert werden konnte. Die Schwingungen dieser Telephonmembran wurden dann mit Hilfe der empfindlichen MARTENSSchen Spiegelanordnung¹⁾ und eines rotierenden, lichtempfindlichen Papierstreifens photographiert. Da die Belichtungsdauer für die ganze Kurve nur kleine Bruchteile einer Sekunde beträgt, und der Lichtzeiger, um scharfe Kurven zu erhalten, nur sehr schmal sein darf, mußte für möglichst große Intensität gesorgt werden. Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe mit horizontal stehender positiver Kohle, und in der Linsen-anordnung wurde auf gute Ausnutzung der Intensität geachtet.

Die Aufnahme der Kurven geschah in der Regel in der Weise, daß zunächst jeder der P.-T. für sich und dann beide zusammen, möglichst in ihrer ursprünglichen Intensität, auf-

¹⁾ F. F. MARTENS, Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 63, 1909.

genommen wurden. Die so gewonnenen Kurven wurden an einem REPSOLDschen Koordinatenmeßapparat ausgemessen, dessen Benutzung uns von dem Direktor der Breslauer Sternwarte, Herrn Geheimrat FRANZ, freundlichst gestattet wurde. Je nach der mehr oder weniger komplizierten Form der Kurven wurden 40 bis 24 Ordinaten pro Periode ausgemessen und der Rechnung zugrunde gelegt. Die Resultate der FOURIERSchen Analyse konnten zum Teil wenigstens qualitativ durch Abhören der Schwingungen der Telephonmembran mit dem Resonator kontrolliert werden.

Mit den Glaspfeifchen als Primärtonquellen erhielten wir Kurven, in denen der Differenzton (D.-T.) erster Ordnung auftritt,

Fig. 1.



und zwar in überraschend großer Stärke. Es wurde eine größere Anzahl von resultierenden Kurven bei verschiedenen Primärtonintervallen aufgenommen. Die Fig. 1 und 2 sind Proben hiervon. Die Kurven *a* und *b* in Fig. 1 sind die Schwingungskurven der P.-T. $p = 2200$ und $q = 1925$, und Kurve *c* ist die resultierende Schwingungskurve. Die FOURIERSche Analyse ergibt, daß in ihr p , q und $p - q = 275$ mit einem Amplitudenverhältnis von etwa 1,1:0,8:3,4 enthalten sind. Fig. 2 ist die Resultierende zweier P.-T. von den Schwingungszahlen $p = 2101$ und $q = 1910$. Sie enthält neben den P.-T. auch den D.-T. $p - q = 191$. Wir erhielten dann auch mit tieferen P.-T., in der Gegend von 500 Schwingungen, resultierende Kurven, in welchen K.-T. nach-

weisbar sind, mit voller Sicherheit wenigstens die beiden D.-T. erster und zweiter Ordnung. Wir glauben, daß wir damit zum

Fig. 2.

erstenmal eine wirklich exakte Methode zum Nachweis und zur Messung der K.-T. realisiert haben.

§ 2. Die Intensitätsverhältnisse der K.-T. Der HELMHOLTZsche Ansatz zur Herleitung der K.-T., der noch durch Zuffügung eines Dämpfungsgliedes vervollständigt ist¹⁾, lautet:

$$mx'' + kx' + ax + bx^2 + f \sin pt + g \sin (qt + c) = 0.$$

Für die Amplituden der einzelnen Komponenten liefert er folgende Werte:

Für den höheren P.-T. p die Amplitude:

$$A_p = \frac{f_1}{m \sqrt{\left(\frac{a}{m} - p^2\right)^2 + p^2 \frac{k^2}{m^2}}},$$

und für q , $p - q$ und $2q - p$ die Amplituden:

$$A_q = \frac{g_1}{m \sqrt{\left(\frac{a}{m} - q^2\right)^2 + q^2 \frac{k^2}{m^2}}},$$

$$A_{p-q} = \frac{b A_p A_q}{m \sqrt{\left(\frac{a}{m} - (p-q)^2\right)^2 + (p-q)^2 \frac{k^2}{m^2}}},$$

$$A_{2q-p} = \frac{b A_p A_q^2 \sqrt{A_1^2 + A_2^2 - 2 A_1 A_2 \cos (c_1 - c_2)}}{2 m \sqrt{\left(\frac{a}{m} - (2q-p)^2\right)^2 + (2q-p)^2 \frac{k^2}{m^2}}}.$$

¹⁾ E. WARTSMANN, Ann. d. Phys. (4) 24, 68, 1907.

Hierin sind c_1 und c_2 Phasenkonstanten und

$$A_1 = \frac{b}{2m \sqrt{\left(\frac{a}{m} - 4q^2\right)^2 + 4q^2 \frac{k^2}{m^2}}},$$

und

$$A_2 = \frac{b}{m \sqrt{\left(\frac{a}{m} - (p - q)^2\right)^2 + (p - q)^2 \frac{k^2}{m^2}}}.$$

Die im Anfang des ersten Paragraphen erwähnte Tatsache, daß die K.-T. besonders stark bei sehr hohen P.-T. sind, findet in diesen Formeln also keine Erklärung. Die Tatsache selber wurde aber durch die Analyse der Kurven objektiv bestätigt. Die Schwingungszahlen der P.-T., mit denen wir operierten, schwankten zwischen 400 bis 3000. Für sämtliche bisher analysierten Kurven erhielten wir relativ zu den Amplituden der P.-T., unter sonst möglichst ähnlichen Bedingungen, um so stärkere Amplituden der K.-T., je höher die P.-T. lagen. Bei den höchsten bisher benutzten P.-T. war die Amplitude des D.-T. erster Ordnung etwa fünfmal so groß als die der etwa gleich starken P.-T. Durch Untersuchung der Eigenschwingungen der Telephonmembran wurde auch geprüft, ob die im allgemeinen überraschend große Stärke der Amplituden der K.-T. etwa auf Resonanz zurückgeführt werden mußte. Das Resultat dieser Untersuchung war, daß Resonanz zum mindesten nicht die Hauptrolle gespielt hat.

In der Literatur finden sich nur sehr dürftige Hinweise auf das Ansteigen der Intensität der K.-T. mit wachsender Schwingungszahl der P.-T., und erst recht natürlich keine Versuche, es zu erklären. Erst neuerdings hat der eine¹⁾ von uns gelegentlich darauf hingewiesen, daß in einem speziellen Fall des CL. SCHAEFERschen²⁾ allgemeinen Ansatzes zur Herleitung der K.-T. eine Erklärungsmöglichkeit enthalten ist. Der von CL. SCHAEFER auf S. 1221 der zitierten Arbeit behandelte Ansatz, in welchem als nicht lineares Glied das Quadrat der Geschwindigkeit mit alternierendem Vorzeichen $+ \alpha x'^2$ auftritt, ergibt die Amplitude des

¹⁾ E. WAETZMANN, Die Resonanztheorie des Hörens, S. 157. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1912.

²⁾ CL. SCHAEFER, Ann. de Phys. (4) 33, 1216, 1910.

D.-T. erster Ordnung $p - q$ als proportional $p q$, und die des D.-T. zweiter Ordnung sogar als proportional noch höheren Potenzen der Schwingungszahlen der P.-T., fordert also entsprechend den oben erwähnten Versuchsergebnissen ein Ansteigen der Intensität der K.-T. mit wachsender Schwingungszahl der P.-T. Diese Abhängigkeit ist ohne weitere Rechnungen leicht aus dem Ansatz zu ersehen. Ausführlichere Rechnungen über die verschiedenen neueren Ansätze werden demnächst mitgeteilt werden. Unsere bisherigen Kurvenaufnahmen und Analysen sind noch nicht umfangreich genug, um die SCHAEFERSche Theorie auch quantitativ zu prüfen.

Wir haben noch einen weiteren wichtigen Punkt bezüglich der Intensitätsverhältnisse der K.-T. einer vorläufigen Prüfung unterzogen. Aus den oben angegebenen Amplitudenwerten ist ersichtlich, daß A_{p-q} proportional $A_p A_q$, und A_{2q-p} proportional $A_p A_q^2$ wächst; d. h. also: mit wachsender Intensität des tieferen P.-T. steigt die Intensität des D.-T. zweiter Ordnung relativ stärker an, als die des D.-T. erster Ordnung. Die gleiche Abhängigkeit von den Amplituden der P.-T. ergibt sich für die beiden D.-T. auch aus den von dem speziellen HELMHOLTZschen abweichenden Ansätzen, den CL. SCHAEFERSchen und dem F. A. SCHULZESchen¹⁾. An nur physiologisch - objektiven K.-T. hat C. STUMPF²⁾ beobachtet, daß mit Verstärkung des tieferen P.-T. die Intensität des D.-T. zweiter Ordnung relativ stärker wächst, als die des D.-T. erster Ordnung, wenigstens für gewisse Intervalle der P.-T. Das Gleiche hat dann der eine³⁾ von uns auch an physikalisch - objektiven K.-T., wenigstens subjektiv, beobachtet und durch Berechnung der Amplitude des D.-T. zweiter Ordnung gezeigt, daß diese Beobachtung mit der HELMHOLTZschen Theorie im Einklang steht. Jetzt haben wir die Möglichkeit, diese Frage durch objektive Messungen genau zu prüfen. Bisher haben wir nur zwei brauchbare Kurvenpaare mit verschiedenem Intensitätsverhältnis der P.-T. aufgenommen. Ihre Analyse zeigte, daß das Intensitätsverhältnis der D.-T. den Forderungen der Theorie entspricht. Jedoch wollen wir aus diesem so wenig umfangreichen

¹⁾ F. A. SCHULZE, Ann. d. Phys. (4) 34, 817, 1911.

²⁾ C. STUMPF, ZS. f. Psychol. 55, 1, 1910.

³⁾ E. WAETZMANN, Ann. d. Phys. (4) 33, 1299, 1910.

Material noch keine verallgemeinernden Schlüsse ziehen; es erscheint uns durchaus nicht unwahrscheinlich, daß sich bei anderen Intervallen der P.-T. andere Resultate ergeben werden.

Schluß.

Im hiesigen Institut wird damit fortgefahren, unter geeigneter Variation der Versuchsbedingungen zunächst ausreichendes experimentelles Material zu beschaffen. Wir dürfen wohl mit Sicherheit hoffen, daß damit eine Entscheidung über verschiedene bisher vollkommen ungeklärte Fragen ermöglicht wird. Als vorläufiges Resultat unserer Arbeit möchten wir nennen: 1. Die Aufnahme von Klangkurven, welche K.-T. enthalten, und 2. die damit gegebene Möglichkeit, quantitative Messungen der Intensitätsverhältnisse physikalisch-objektiver K.-T. auszuführen.

Breslau, Physikalisches Institut, Januar 1913.

Die Zustandsgleichung fester Körper; von Hans Alterthum.

(Eingegangen am 22. Januar 1913.)

In einer kürzlich erschienenen Arbeit hatte der Verfasser gezeigt, daß sich die Temperaturabhängigkeit des Volumens vieler Metalle durch einen bis zum absoluten Nullpunkt konstanten Ausdehnungskoeffizienten darstellen läßt, wenn man statt der absoluten Temperatur den Energieinhalt nach der relativen Temperaturskala zählt, die durch eine mit den Versuchsergebnissen übereinstimmende Beziehung $\mathfrak{E} = f(\nu)$ gegeben ist. Dieser Begriff fand seine Stütze weniger in theoretischen Ableitungen als in verschiedenen Anwendungen auf den Energieinhalt fester Körper, der dadurch auf die einfache Form $3 R \mathfrak{E}$ gebracht wurde, d. h. N Atome eines Grammols eines festen Körpers haben im Mittel die Energie $3 N k \mathfrak{E}$. Ob diese Atome als Resonatoren die Energie nur in ganzen Energiequanten $\epsilon = h \nu$ aufnehmen, wie es aus der Tatsache folgt, daß die Energieübertragung nur durch schwarze Strahlung, die den Körper erfüllt, vor sich geht, oder

ob sie möglicherweise außerdem noch durch ungeordnete Stöße oder schließlich, im Sinne der klassischen Theorie, nur durch solche erfolgt¹⁾ — was übrigens bekanntlich auch nur einen Mittelwert für die Temperatur ergibt —, ist für unsere Auffassung völlig gleichgültig, ja man könnte die obigen Überlegungen vielleicht schon aus dem NERNSTschen Wärmetheorem und den quantitativen Untersuchungen, die seine direkte Folge waren, allein ableiten.

Eher ließe es sich über die Anwendung des Wortes Temperatur streiten, weil die Einführung desselben Wortes für einen anderen Begriff nur Verwirrung stiften könnte — doch da uns der Temperaturbegriff erst durch die Auffassung der Wärme als innerer kinetischer Energie verständlich geworden ist und wir als Maß dieser „lebendigen Kraft“ bisher die absolute Temperatur angesehen haben, so glaubte ich bei festen Körpern, für deren Energieinhalt die relative Temperatur in molekularkinetischer Hinsicht dieselbe Bedeutung hat wie die absolute für Gase, das Wort Temperatur beibehalten zu müssen, das natürlich nicht einzeln aus dem ganzen Begriff losgerissen werden darf. Für ideale einatomige Gase ist absolute und relative Temperaturskala dasselbe, für feste Körper ist die erstere zwecks Anschluß an den zweiten Hauptsatz nötig, die zweite dagegen gibt uns den wirklichen Zustand des Körpers unter Wahrung des ersten Wärmesatzes an, denn mit diesem steht die Beziehung

$$\begin{aligned} T &= T_1 \\ \int_{T=0} C_v \cdot dT &= 3 R T_1 \end{aligned}$$

in Widerspruch, wenn zwischen den Integrationsgrenzen $\bar{C}_v < 3 R$.

Die in der vorigen Abhandlung aufgestellte Beziehung zwischen dem Volumen v_T und der Temperatur T eines Körpers war

$$v_T = v_0 (1 + \alpha T), \quad 1)$$

worin α eine Konstante, den kubischen²⁾ Ausdehnungskoeffizienten bedeutet. Wenn es uns gelingt, die Abhängigkeit des Volumens

¹⁾ Diese drei Möglichkeiten geben vielleicht eine Hypothese über die drei Aggregatzustände.

²⁾ In der vorliegenden Abhandlung war mit α sowohl der kubische als auch der von CH. LINDEMANN gemessene lineare Ausdehnungskoeffizient bezeichnet, der natürlich nur $\alpha/3$ beträgt. Auch müßte der letztere noch mit dem Faktor $1/3$ multipliziert werden, doch kommt dies für die Endresultate nicht in Betracht.

vom Druck bei konstanter Temperatur in eine einfache Form zu fassen, so können wir die Zustandsgleichung des festen Körpers, d. h. die Abhängigkeit seines Volumens von Druck und Temperatur, aus der Kombination beider Beziehungen aufstellen.

Der Koeffizient der kubischen Kompressibilität κ gibt uns diese Beziehung, die lautet

$$v_p = v_0 (1 + \kappa p),$$

wenn v_0 das Volumen beim Druck 0 bedeutet und p in kg/cm^2 gemessen wird. κ ist eine sehr kleine negative Größe. Es fragt sich, wie κ vom Druck und von der Temperatur abhängt. Von p ist κ unabhängig, wenn man nicht zu allzu hohen Drucken übergeht, so daß die Schwingungskreise der Atome sich unmittelbar berühren. Die Unabhängigkeit von der Temperatur ist zwar noch nicht sicher bewiesen, aus den Messungen GRÜNEISENS¹⁾ ist sogar ein deutlicher positiver Temperaturkoeffizient zu erkennen, immerhin kann man mit ziemlich weiten Fehlergrenzen κ für unabhängig ansehen, wenn ich auch nicht so weit wie EINSTEIN²⁾ gehen will, der hinter diesen Abweichungen systematische Meßfehler vermutet; sie sind meines Erachtens durch die Schwierigkeiten der Methode völlig begründet. Bei konstanter Temperatur gilt dann die Beziehung

$$v_{\mathfrak{z};p} = v_{\mathfrak{z};0} (1 + \kappa p), \quad (2)$$

was mit unserer Formel 1) kombiniert

$$v_{\mathfrak{z};p} = v_{0;0} (1 + \alpha \mathfrak{z}) (1 + \kappa p) \quad (3)$$

die Zustandsgleichung des festen Körpers ergibt. Gleichung 3) können wir, da $\alpha \mathfrak{z}$ und κp meist sehr kleine Zahlen sind, auch schreiben:

$$v_{\mathfrak{z};p} = v_{0;0} (1 + \alpha \mathfrak{z} + \kappa p). \quad (4)$$

Diese Beziehung gilt für feste Metalle vom absoluten Nullpunkt bis in nicht zu große Nähe des Schmelzpunktes, da kurz vor diesem Punkt sich uns noch unbekannte Vorgänge in einer Veränderung von κ , α und wahrscheinlich auch ν äußern, worauf außer der oben zitierten Arbeit GRÜNEISENS auch die Messungen von C_p hinweisen. Daher geht sie auch nicht stetig in die VAN DER WAALSsche Gleichung über.

Nach EINSTEIN²⁾ gilt $\kappa = c_1 V^{1/3} M^{-1} \nu^{-2}$, wenn M das Molekulargewicht, V das Atomvolumen bedeutet. Wendet man die

¹⁾ E. GRÜNEISEN, Ann. d. Phys. (4) 33, 65, 1910.

²⁾ A. EINSTEIN, ebenda (4) 35, 679, 1911.

analoge Dimensionalbetrachtung auf $\alpha [m^{-1} l^{-2} t^2]$ an, so erhält man, wenn $c_1 c_2 \dots$ dimensionslose Zahlenkonstanten sind:

$$\alpha = c_2 \cdot \frac{1}{\mathfrak{T}_S} \quad 5)$$

$$\alpha = c_3 \cdot M^{-1} V^{-2/3} \nu^{-2} \quad 6)$$

$$\alpha = c_4 \cdot V \cdot \kappa \quad 7)$$

Hiervon ist 5) in ähnlicher Form von MIE¹⁾ bereits molekularkinetisch abgeleitet worden, 6) gibt uns eine neue Formel zur Berechnung der Eigenfrequenzen aus α und 7) eine einfache Beziehung zwischen den Koeffizienten der kubischen Ausdehnung und Kompressibilität, die vielleicht zur Kontrolle der letzteren ganz geeignet wäre. Aus 5) und 7) ergibt sich auch die von EINSTEIN²⁾, sowie von NERNST und LINDEMANN³⁾ gefundene Beziehung $\kappa \cdot V \cdot \mathfrak{T}_S = \text{const.}$

Wir können also mit Hilfe der oben gefundenen Gleichungen die Abhängigkeit des Volumens fester Körper von Druck und Temperatur $\frac{V_{\mathfrak{T};p}}{v_{0;0}}$ außer durch universelle Konstanten durch die Variablen Atomgewicht, Atomvolumen und Eigenfrequenz eindeutig bestimmen.

Aachen, im Januar 1913.

¹⁾ G. MIE, Ann. d. Phys. (4) 11, 687, 1903.

²⁾ A. EINSTEIN, l. c.

³⁾ ZS. f. Elektrochem. 17, 819, 1910.

Berichtigung zu der in Heft 2, S. 25 bis 33 vorhergehenden Arbeit:
Die relative Temperaturskala fester Körper.

Auf S. 26, Z. 7 v. o. muß es statt „das Gleichgewicht“ „die Gleichheit“ heißen. Durch einen Irrtum ist das erstere Wort stehen geblieben; trotzdem jedoch der Fehler als solcher sofort zu erkennen ist, lege ich Wert darauf, ihn ausdrücklich zu berichtigen, da er von entscheidender Bedeutung ist.

**Die Ritzsche Theorie des normalen Zeemaneffektes;
von Karl Körner.**

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1913.)

(Vgl. oben S. 23.)

Die RITZsche Theorie des Zeemaneffektes¹⁾ baut sich auf auf seine Theorie der Serienspektren, wo er annimmt, daß im Felde eines Systems von n geradlinig Pol an Pol aneinandergereihten Elementarmagneten in der Nähe der Achse, in einer Ebene senkrecht zu dieser, ein Elektron schwingt, welches elektromagnetische Wellen emittiert und absorbiert. Unter geeigneten Annahmen erhält er dann, je nach Wahl von n , eine Linie der BALMERSchen Serie von der Frequenz

$$\nu_0 = N \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{(2+n)^2} \right),$$

wo

$$N = \frac{e\mu}{mcs^2}$$

die universelle Konstante der Serienformeln ist (e Ladung, m Masse des Elektrons, μ Polstärke, s Polabstand eines Elementarmagneten). Ein solcher Oszillator zeigt den normalen Zeemaneffekt, wenn er unter dem Einfluß eines überlagerten äußeren Magnetfeldes H eine Präzessionsbewegung beschreibt, so daß seine Achse mit konstanter Winkelgeschwindigkeit ω einen Kreiskegelmantel beschreibt. Bildet die Achse mit H den Winkel ϑ und ist ψ das Azimut, so ist also

$$\vartheta = \text{const und } \psi = \psi_0 + \omega t.$$

Dann ergibt die Theorie, daß an die Stelle einer Linie ν_0 die drei Linien

$$\nu_0 + \omega, \quad \nu_0, \quad \nu_0 - \omega$$

treten. RITZ, und später COTTON²⁾, denken sich diese Präzessionsbewegung dadurch verursacht, daß das System der Elementar-

¹⁾ W. RITZ, Magnetische Atomfelder und Serienspektren. Ann. d. Phys. (4) 25, 660, 1908.

²⁾ A. COTTON, L'effet ZEEMAN positif dans les gaz et la théorie de RITZ. Le Radium 1911, S. 452.

magnete samt schwingendem Elektron fest mit einem Atom verbunden ist. Hat dasselbe dann eine elektrische Ladung, so sollen die in der Flamme vorhandenen Elektronen, die im Magnetfeld H eine Schraubenbewegung mit der Winkelgeschwindigkeit $\frac{eH}{mc}$ ausführen, das Atom gleichsam mitreißen und damit den Oszillator zu einer Bewegung der verlangten Art veranlassen, ebenfalls mit der Winkelgeschwindigkeit $\frac{eH}{mc}$. Nach dieser Anschauung würden die Komponenten der gestörten Linie einen doppelt so großen Abstand haben als in der durch die Erfahrung bestätigten LORENTZschen Theorie.

Ich möchte demgegenüber eine andere Ansicht vertreten. Den Anschauungen der Elektronentheorie gemäß wird man alle magnetischen Erscheinungen durch Bewegung von Elektronen bzw. Ionen erklären müssen. Es erscheint da das einfachste, jeden solchen Elementarmagneten als ein um seine Achse rotierendes positives oder negatives Ion anzusehen. Ein solches stellt einen Kreisstrom dar und ist in magnetischer Hinsicht mit einem kleinen Magneten gleichwertig. Dies nahm schon RITZ an. Außerdem kommen einem derartigen Ion aber auch alle Eigenschaften eines Kreisels zu; das äußere Feld sucht es mit seiner Achse in die Feldrichtung einzustellen und bewirkt dadurch eine Präzessionsbewegung, die bei genügend rascher Umdrehung von der verlangten Art ist. Ihre Winkelgeschwindigkeit ist schon mehrfach berechnet worden¹⁾; es ergibt sich

$$\omega = - \frac{1}{2} \frac{eH}{mc}.$$

Ich bemerke, daß — wie leicht gezeigt werden kann — die Umdrehungsgeschwindigkeit der Ionen nicht von so hoher Größenordnung ist, daß die Anwendbarkeit der Gesetze der klassischen Mechanik in Frage gestellt ist.

Hieraus lassen sich wichtige Folgerungen über die Zusammensetzung des RITZschen Systems ziehen. Die Geschwindigkeit der Präzessionsbewegung soll unabhängig davon sein, wieviel Elementar-

¹⁾ W. VOIGT, Elektronenhypothese und Theorie des Magnetismus. Ann. d. Phys. (4), 9, 131, 1902.

magnete bzw. rotierende Ionen aneinandergereiht sind. Die Geschwindigkeit der Präzessionsbewegung des ganzen Systems ist

$$\omega = - \frac{1}{2} \frac{\sum e \cdot H}{\sum m \cdot c}.$$

$\frac{\sum e}{\sum m}$ ist aber nur dann gleich dem durch die Erfahrung geforderten Wert $\frac{e}{m}$ für Elektronen, wenn dieses Verhältnis für alle einzelnen Ionen dem absoluten Betrag nach diesen Wert hat und außerdem alle Ionenladungen dasselbe Zeichen haben; ob dies + oder — ist, steht noch dahin. Vorläufig können wir soviel sagen, daß die rotierenden Ionen, die die Elementarmagnete bilden, alle positiv oder alle negativ sein müssen, und dem absoluten Betrag nach das für Elektronen gültige Verhältnis von Ladung zur Masse haben müssen. Es ist nicht möglich — wie RITZ dies wollte —, die Ionen abwechselnd positiv und negativ geladen anzunehmen. Diese Ionen würden abwechselnd nach der einen oder anderen Richtung ihre Präzession ausführen wollen, was entweder zur Zerstörung des Systems führen müßte, oder — bei hinreichend starken zusammenhaltenden Kräften — einen zu kleinen Wert ω liefert. Unter Zugrundelegung der obigen Anschauung über das System der Elementarmagnete führt also die Kreiseltheorie ohne Zuhilfenahme neuer Arbeitshypothesen zum Ziel. Schon deshalb scheint sie mir der obenerwähnten COTTONSchen vorzuziehen zu sein. Im Resultat liefert sie für die Geschwindigkeit der Präzessionsbewegung

$$\omega = - \frac{1}{2} \frac{eH}{mc},$$

im Gegensatz zu

$$\omega = + \frac{eH}{mc}$$

bei COTTON.

Wir kommen nun zur eigentlichen Theorie des Zeemaneffektes. Ich wende mich zunächst der Bearbeitung von Herrn VOIGT zu¹⁾. Es wird hier die Absorption eines Gases behandelt, welches im Volumenelement sehr viele regellos verteilte RITZsche Oszillatoren enthält. Seien α , β , γ die Richtungskosinus der festen Ebene, in

¹⁾ W. VOIGT, Zur Theorie der komplizierteren Zeemaneffekte. Ann. d. Phys. (4) 86, 873, 1911.

der das absorbierende Elektron schwingt. Das innere Feld H_0 der Elementarmagnete hat ebenfalls die Richtung α, β, γ ; das äußere Feld H fällt mit der z -Achse zusammen. Dann ist infolge der Präzessionsbewegung

$$\alpha = \sin \vartheta \cos(\psi_0 + \omega t), \quad \beta = \sin \vartheta \sin(\psi_0 + \omega t), \quad \gamma = \cos \vartheta,$$

und wenn X, Y, Z die elektrischen Komponenten der auftretenden Welle, L ein LAGRANGEScher Faktor ist, so ergeben sich als Bewegungsgleichungen des Elektrons

$$m \frac{d^2 \xi}{dt^2} = -h \frac{d\xi}{dt} + \mathfrak{F}_0 x + \mathfrak{F} x + L\alpha + eX \text{ usw.}$$

h ist ein Dämpfungsfaktor, \mathfrak{F}_0 und \mathfrak{F} die Kräfte der Felder H_0 bzw. H auf das bewegte Elektron. Ich will die Lösung der Gleichungen hier nicht herleiten, sondern nur auf die Berechnung von \mathfrak{F}_0 hinweisen. Ist q die Geschwindigkeit des Elektrons, so kann ich schreiben:

$$\mathfrak{F}_0 = \frac{e}{c} [q, \mathfrak{H}_0].$$

Herr VOIGT setzt hier nun einfach für die Komponenten von q $\frac{d\xi}{dt} \dots$ Ich glaube, daß dies hier nicht angängig ist; $\frac{d\xi}{dt} \dots$ sind die Geschwindigkeiten im festen Achsensystem. Aber das Magnetfeld \mathfrak{H}_0 ist hier bewegt und man wird deswegen unter q die Geschwindigkeit in bezug auf das bewegte magnetostatische Feld \mathfrak{H}_0 zu verstehen haben. Eine leichte Rechnung ergibt

$$q_x = \frac{d\xi}{dt} + \omega \eta, \quad q_y = \frac{d\eta}{dt} - \omega \xi, \quad q_z = \frac{d\xi}{dt}.$$

Und für \mathfrak{F}_0 folgt dann

$$\mathfrak{F}_{0x} = \frac{e}{c} \left(\frac{d\eta}{dt} \mathfrak{H}_{0z} - \frac{d\xi}{dt} \mathfrak{H}_{0y} \right) - \frac{e\omega}{c} \mathfrak{H}_{0z} \xi, \quad \mathfrak{F}_{0y} = \dots$$

$$\mathfrak{F}_{0z} = \frac{e}{c} \left(\frac{d\xi}{dt} \mathfrak{H}_{0y} - \frac{d\eta}{dt} \mathfrak{H}_{0x} \right) + \frac{e\omega}{c} (\mathfrak{H}_{0x} \xi + \mathfrak{H}_{0y} \eta).$$

Ein Fehler im Resultat wird hier dadurch vermieden, daß Herr VOIGT schließlich zu einem mit den bewegten Elementarmagneten mitrotierenden, gestrichenen Achsensystem übergeht, welches also sich ebenfalls mit der Winkelgeschwindigkeit ω um die z -Achse des ruhenden Systems dreht. Für dieses System ist

dann das Magnetfeld unveränderlich und es gelten hier die einfachen Gleichungen

$$\tilde{\nu}_{0x} = \frac{e}{c} \left(\frac{d\eta'}{dt} \tilde{\nu}_{0r} - \frac{d\xi'}{dt} \tilde{\nu}_{0r'} \right) \text{ usw.},$$

die Herr VOIGT auch zugrunde legt.

VOIGT läßt nun in seinen folgenden Betrachtungen ω willkürlich. Die dadurch recht kompliziert werdenden Gleichungen ergeben dann aber eine Abhängigkeit der Absorptionslinie, die der Ritzsche Oszillator erzeugt, von der Orientierung desselben im Raum. Je nach der Neigung des inneren Feldes H_0 gegen H ergibt sich eine andere Eigenschwingung. Dies hat nun aber eine Reihe von Widersprüchen mit der Erfahrung zur Folge. Nimmt man eine regellose Verteilung der Oszillatoren an, wie dies der Natur der Sache wohl am meisten entspricht, so erhält man keine Spaltung einer Linie in zwei bzw. drei Komponenten, sondern einen verwaschenen Streifen, der sich bis in die Gegend der erwarteten Außenkomponenten erstreckt. Nimmt man, um dieser Schwierigkeit zu entgehen, eine Verteilung der Oszillatoren derart an, daß alle $H_0 \perp H$ stehen, so erhält man zwar die Komponenten etwa an der richtigen Stelle, aber mit $1\frac{1}{2}$ mal größerer Intensität als erwartet.

Es läßt sich nun leicht zeigen, daß diese Bedenken gegenstandslos werden, wenn man ω nicht mehr willkürlich läßt, sondern nach unseren früheren Ergebnissen $\omega = -\frac{1}{2} \frac{eH}{mc}$ setzt.

Hier ist aber noch eins zu beachten. In den jetzigen Formeln sind m und e die betreffenden Größen für das schwingende emittierende bzw. absorbierende Elektron. Ob dasselbe positive oder negative Ladung trägt, ist für das bisherige gleichgültig. In dem Ausdruck für ω hingegen beziehen sich e und m auf die rotierenden Ionen, die die Elementarmagnete bilden, und wir müssen die Forderung hinzunehmen, daß diese Ionen und das emittierende Elektron nach Größe und Vorzeichen dieselbe Ladung und Masse haben. Dann fällt aber die Abhängigkeit der Eigenschwingung des Oszillators von der Orientierung weg und wir erhalten schließlich folgendes Resultat:

Bezeichnet ν_0 die Frequenz des ruhenden RITZschen Oszillators, also die Frequenz einer Spektrallinie ohne Einwirkung eines äußeren Feldes, so wird bei Anwesenheit eines Magnetfeldes für

transversales Licht, dessen elektrische Schwingung in die Richtung H fällt, ebenfalls bei ν_0 eine Absorptionslinie liegen; wenn aber die elektrische Schwingung senkrecht zu H steht, so findet Absorption statt für $\nu_0 \pm \omega$. Im longitudinalen Effekt liegt für linkszirkuläres Licht eine Absorptionslinie bei $\nu_0 + \omega$ und für rechtszirkuläres bei $\nu_0 - \omega$. Die Ritzsche Theorie liefert demnach die Komponenten genau an derselben Stelle, wie die elementare LORENTZsche Theorie; und genau wie dort aus der Art der Polarisierung der Schluß gezogen wird, daß das Elektron negative Ladung tragen muß, liefert auch hier die Tatsache, daß die nach dem violetten Ende gelegene Komponente linkszirkulär sein soll: $e < 0$, d. h. die Ladung des absorbierenden Elektrons ist negativ anzunehmen. Da ich schon früher gefunden hatte, daß alle Ionen, die die Elementarmagnete bilden, dieselbe Ladung tragen müssen, so folgt hier, daß alle in RITZschen Oszillatoren vorkommenden Ladungen negativ und dieselben Werte e und m haben müssen wie Elektronen. Ein RITZscher Oszillator ist nur aus negativen Elektronen zusammengesetzt.

Die positiven Ladungen fallen aus dieser Theorie ganz heraus; man muß sich ein RITZsches Atom wohl so vorstellen, daß es aus RITZschen Oszillatoren besteht mit verschiedener Zahl n der Elementarmagnete. Die einzelnen Oszillatoren können sich innerhalb des Atoms frei bewegen, und neben ihnen befinden sich in irgend einer Verteilung positive Ladungen, um das Atom zu neutralisieren.

Die RITZsche Theorie des normalen Zeemaneffektes führt also dann und nur dann zu keinen Widersprüchen mit der Erfahrung, wenn man für ω den Wert $-\frac{1}{2} \frac{eH}{mc}$ einführt. Sowie ω merklich hiervon abweicht, treten die von Herrn VOIGT geäußerten Bedenken in Kraft. Damit wird auch nach meiner Ansicht die COTTONsche Theorie hinfällig, die, soweit sie überhaupt etwas Sicheres hierüber aussagen kann, $\omega = \pm \frac{eH}{mc}$ liefert.

In bezug auf die mathematische Durchführung verweise ich auf meine Dissertation: Über die RITZsche Theorie des Zeemaneffektes. Berlin 1913.

***Zur Theorie der festen Körper;
von S. Ratnowsky.***

(Eingegangen am 18. Januar 1913.)

In einer früheren Arbeit¹⁾ habe ich den Versuch gemacht, aus der BOLTZMANNschen Entropiedefinition unter Zugrundelegung der PLANCKschen Quantenhypothese und der MIESchen Anschauung über die zwischen den Molekülen wirkenden anziehenden und abstoßenden Kräfte eine Zustandsgleichung einatomiger fester Körper abzuleiten. Es ergab sich dabei, daß die so gefundene Zustandsgleichung sich von derjenigen, die GRÜNEISEN²⁾ auf anderem Wege ableitete³⁾, dadurch unterscheidet, daß in der von uns aus der Quantenhypothese abgeleiteten Zustandsgleichung die PLANCK-EINSTEINSche Funktion auftritt. Die Folge dieses Auftretens der PLANCK-EINSTEINSchen Funktion in der kanonischen Zustandsgleichung war, daß man für die verschiedenen Zustandsgrößen, die sich aus ihr ableiten lassen, direkt die Temperaturabhängigkeit angeben konnte. Ich habe aber schon damals die Bemerkung gemacht, daß die sich ergebende Temperaturabhängigkeit nur insofern mit der Erfahrung übereinstimmen kann, als überhaupt die EINSTEIN-PLANCKsche Funktion für die Temperaturabhängigkeit des Energieinhaltes des Körpers richtig ist.

Nun haben aber bekanntlich die Versuche, welche im NERNSTschen Laboratorium über die spezifische Wärme der festen Körper ausgeführt worden sind, in überzeugender Weise bewiesen, daß die EINSTEINSche Formel für die spezifische Wärme qualitativ wohl dem allgemeinen Verlaufe der Temperaturabhängigkeit entspricht, daß aber quantitativ zwischen experimentellen und theoretisch berechneten Werten Abweichungen auftreten, die sicherlich zuungunsten der EINSTEINSchen Formel sprechen.

¹⁾ S. RATNOWSKY, Ann. d. Phys. (4) 88, 637, 1912.

²⁾ E. GRÜNEISEN, Phys. ZS. 12, 1023, 1911; Ann. d. Phys. (4) 89, 257, 1912.

³⁾ GRÜNEISEN geht von dem Virialsatz aus, benutzt auch die MIESche Anschauung, läßt aber die Frage der Temperaturabhängigkeit der spezifischen Wärme offen.

Dieselben Abweichungen treten zutage, wenn man die Temperaturabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten¹⁾ aus der von mir abgeleiteten Zustandsgleichung mit der Erfahrung vergleicht.

Die oben erwähnte unbefriedigende Übereinstimmung der EINSTEINSchen Formel für die spezifische Wärme mit der Erfahrung hat DEBYE²⁾ veranlaßt, eine neue Formel aufzustellen. DEBYE geht dabei von der schon früher von EINSTEIN³⁾ ausgesprochenen Anschauung aus, daß man eigentlich nicht eine einzige für den Körper charakteristische Schwingungszahl, sondern eine sehr große Zahl verschiedener Schwingungszahlen einführen muß, indem er darauf aufmerksam macht, daß die einem schwingenden Atom benachbarten Atome auf dasselbe sehr starke Wirkungen ausüben. Diese Wirkungen werden zur Folge haben, daß die Bewegung eines solchen Atoms keine rein periodische Bewegung sein wird. Daraus entsteht die Notwendigkeit der Einführung vieler verschiedener Schwingungszahlen, durch die die Bewegung des Atoms charakterisiert werden soll.

Um aus dieser Annahme einer großen Zahl von Schwingungen den Energieinhalt des Körpers zu berechnen, benutzt DEBYE⁴⁾ eine der JEANSchen analoge Betrachtung, indem er dem Körper, der aus N Atomen besteht, $3N$ Freiheitsgrade zuschreibt; dementsprechend wird der Körper $3N$ verschiedene periodische Bewegungen mit $3N$ verschiedenen Eigenschwingungen ausführen können. Bestimmt man also die Zahl der Eigenschwingungen, die auf einen Schwingungsbereich $d\nu$ des „akustischen Spektrums“ entfällt, und nimmt man mit PLANCK an, daß jedes Gebilde von der Schwingungszahl ν bei der Temperatur T die mittlere Energie

$$\frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}$$

besitzt, so ergibt sich die gesamte Energie des Körpers, wenn man die eben angegebene mittlere Energie mit der Zahl der Eigenschwingungen multipliziert und über das ganze Spektrum integriert.

¹⁾ S. RATNOWSKY, l. c., S. 646.

²⁾ P. DEBYE, Ann. d. Phys. (4) **39**, 789, 1912.

³⁾ A. EINSTEIN, ebend. (4) **35**, 679, 1911.

⁴⁾ P. DEBYE, l. c.

Die Formel für die spezifische Wärme, zu der man auf diesem Wege gelangt, stimmt in ausgezeichneter Weise mit den im NERNSTschen Laboratorium experimentell gefundenen Resultaten überein. Dieser Erfolg der DEBYEschen Formel hat uns veranlaßt, auch die kanonische Zustandsgleichung mit Hilfe der Annahme mehrerer verschiedener Schwingungszahlen abzuleiten.

§ 1. Wir benutzen die folgenden, von DEBYE¹⁾ aus der Elastizitätstheorie abgeleiteten Beziehungen.

Ist V das Volumen des Körpers und F eine Funktion der elastischen Konstanten und der Dichte ρ des Körpers, so ist

$$z = \nu^3 VF, \quad \text{a)}$$

wo z die Zahl der Eigenschwingungen ist, die unterhalb einer bestimmten Grenze ν liegen.

Die höchste Schwingungszahl ν_m läßt sich aus folgender Beziehung berechnen:

$$3N = \nu_m^3 VF. \quad \text{b)}$$

Aus der Gleichung a) ergibt sich, daß die Zahl der Eigenschwingungen, die auf ein Schwingungszahlenintervall $d\nu$ entfällt, gegeben ist durch

$$dz = 3VF\nu^2 d\nu.$$

Wenn man für VF den Wert aus b)

$$VF = \frac{3N}{\nu_m^3}$$

einsetzt, so bekommt man:

$$dz = 9N \frac{\nu^2 d\nu}{\nu_m^3} \quad \text{c)}$$

für die Zahl der Eigenschwingungen, die dem Schwingungszahlenintervall $d\nu$ zukommt.

Mit Hilfe dieser von DEBYE abgeleiteten Beziehung c) wollen wir zuerst die Entropie eines Systems mit einer großen Zahl von verschiedenen Eigenschwingungen bestimmen.

Die Entropie eines Systems von N Freiheitsgraden mit N gleichen Schwingungszahlen ν ist gegeben durch²⁾

$$S_N = Nk \left\{ \left(1 + \frac{U - \omega}{h\nu} \right) \log \left(1 + \frac{U - \omega}{h\nu} \right) - \frac{U - \omega}{h\nu} \log \frac{U - \omega}{h\nu} \right\} \quad \text{d)}$$

¹⁾ P. DEBYE, l. c., S. 795 u. 818 f.

²⁾ S. RATNOWSKY, l. c., S. 642.

worin ω die innere potentielle Energie bedeutet und

$$U - \omega = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad \text{e)}$$

Oder wir können auch schreiben:

$$\frac{U - \omega}{h\nu} = \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad \text{und} \quad 1 + \frac{U - \omega}{h\nu} = \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Setzt man diese Ausdrücke in Gleichung d) ein, so bekommt man:

$$\begin{aligned} S_N &= Nk \left\{ \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \cdot \log \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} - \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \log \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \right\} \\ &= Nk \left\{ \frac{\frac{h\nu}{kT} e^{\frac{h\nu}{kT}}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} - \frac{e^{\frac{h\nu}{kT}}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \cdot \log (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1) + \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \cdot \log (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1) \right\} \\ &= Nk \left\{ \frac{\frac{h\nu}{kT} e^{\frac{h\nu}{kT}}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} - \log (e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1) \right\} \end{aligned}$$

Setzen wir der Bequemlichkeit wegen $\frac{h\nu}{kT} = x$, so ergibt sich:

$$S_N = Nk \left\{ \frac{x e^x}{e^x - 1} - \log (e^x - 1) \right\},$$

und für die Entropie s_p eines Freiheitsgrades mit der Schwingungszahl ν_p :

$$s_p = k \left\{ \frac{x_p e^{x_p}}{e^{x_p} - 1} - \log (e^{x_p} - 1) \right\}.$$

Um jetzt die gesamte Entropie eines Körpers mit einer großen Zahl von verschiedenen Eigenfrequenzen zu erhalten, müssen wir über alle s_p summieren. Wir schreiben also für die Entropie:

$$S = \Sigma s_p,$$

oder, da die Anzahl der Eigenschwingungen, die auf ein Schwingungszahlenintervall $d\nu$ des Spektrums entfällt, nach Gleichung c) durch

$$9 N \frac{\nu^3 d\nu}{\nu_m^3}$$

gegeben ist, so erhalten wir für den Wert der Entropie:

$$S = \frac{9 N k}{\nu_m^3} \int_0^{\nu_m} \left\{ \frac{x e^x}{e^x - 1} - \log(e^x - 1) \right\} \nu^3 d\nu;$$

wo die Integration über das ganze Schwingungsspektrum, welches mit $\nu = 0$ beginnt und mit $\nu = \nu_m$ endet, erstreckt werden muß.

Führen wir die neue Variable

$$\xi = \frac{h\nu}{kT}$$

ein und nennen mit DEBYE

$$\Theta = \frac{h\nu_m}{k}$$

die charakteristische Temperatur des Körpers, so können wir für S schreiben:

$$S = 9 N k \left(\frac{kT}{h\nu_m} \right)^3 \int_0^{\frac{h\nu_m}{kT}} \left\{ \frac{\xi e^\xi}{e^\xi - 1} - \log(e^\xi - 1) \right\} \xi^3 d\xi,$$

oder:

$$S = 9 N k \frac{T^3}{\Theta^3} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \left\{ \frac{\xi e^\xi}{e^\xi - 1} - \log(e^\xi - 1) \right\} \xi^3 d\xi \quad 1)$$

Die Entropie eines Körpers ist also eine universelle Funktion des Verhältnisses $\frac{\Theta}{T}$.

Speziell für sehr große Werte von $x = \frac{\Theta}{T}$ erhalten wir aus Gleichung 1):

$$S \sim 9 N k \frac{T^3}{\Theta^3},$$

d. h. die Entropie der Körper ist bei sehr tiefen Temperaturen der dritten Potenz der Temperatur proportional.

Denn bei Einführung der Reihenentwicklung

$$\frac{1}{1-x} = 1 + x + x^2 + \dots$$

und

$$\log(1 - z) = - \left(z + \frac{1}{2} z^2 + \frac{1}{3} z^3 + \dots \right)$$

ergibt die Integration von 0 bis ∞ :

$$\begin{aligned} \int_0^\infty \left\{ \frac{\xi e^\xi}{e^\xi - 1} - \log(e^\xi - 1) \right\} \xi^3 d\xi &= \int_0^\infty \xi^3 d\xi \left\{ \xi(1 + e^{-\xi} + e^{-2\xi} + \dots) \right. \\ &\quad \left. - \xi + \left(e^{-\xi} + \frac{1}{2} e^{-2\xi} + \frac{1}{3} e^{-3\xi} + \dots \right) \right\} \\ &= \int_0^\infty \xi^3 d\xi [e^{-\xi} + e^{-2\xi} + \dots] + \int_0^\infty \xi^3 d\xi \left[e^{-\xi} + \frac{1}{2} e^{-2\xi} + \frac{1}{3} e^{-3\xi} + \dots \right] \\ &= 8 \left(1 + \frac{1}{2^4} + \frac{1}{3^4} + \frac{1}{4^4} + \dots \right) = 8 \frac{\pi^4}{90} = \frac{4}{45} \pi^4. \end{aligned}$$

Oder:

$$S = \frac{4}{45} \pi^4 \cdot 9 Nk \frac{T^3}{\Theta^3} = \frac{4}{5} \pi^4 Nk \frac{T^3}{\Theta^3}. \quad 1')$$

Und damit ist der oben ausgesprochene Satz bewiesen.

§ 2. Um die kanonische Zustandsgleichung möglichst einfach ableiten zu können, wollen wir nicht direkt von der Entropiegleichung ausgehen. Denn in der Gleichung 1) kommt die innere potentielle Energie (Volumenenergie) explizite nicht vor. Es ist deswegen in unserem Fall viel bequemer, die freie Energie

$$F = U - ST \quad f)$$

statt der Entropie zu benutzen.

Nun ist aber nach der Gleichung e) die gesamte Energie des Körpers (Mol) gegeben durch¹⁾:

$$U = \mathcal{Q} + 9 Nk T \frac{T^3}{\Theta^3} \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}, \quad 2)$$

worin \mathcal{Q} die innere potentielle Energie eines Molekülgramms des Körpers bedeutet.

¹⁾ Vgl. P. DEBYE, l. c.

Ersetzen wir jetzt in f) die Entropie S durch ihren Wert aus der Gleichung 1) und die gesamte Energie U durch den obigen Ausdruck, so erhalten wir für F :

$$F = \Omega + 9 Nk T \frac{1}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - 9 Nk T \frac{1}{x^3} \int_0^x \xi^2 d\xi \left[\frac{\xi e^\xi}{e^\xi - 1} - \log(e^\xi - 1) \right]$$

$$= \Omega + 9 Nk T \frac{1}{x^3} \int_0^x [\xi^2 \log(e^\xi - 1) - \xi^3] d\xi,$$

worin wir $x = \frac{\Theta}{T}$ gesetzt haben.

Setzen wir noch $3 Nk = C_0$ (der Dulong-Petitsche Wert für die spezifische Wärme), so ergibt sich schließlich für die freie Energie der Wert¹⁾:

$$F = \Omega + C_0 T \frac{3}{x^3} \int_0^x [\log(e^\xi - 1) - \xi] \xi^2 d\xi, \quad 3)$$

eine verhältnismäßig einfache Formel.

Der Vollständigkeit halber wollen wir noch die freie Energie für den speziellen Fall $x \gg 1$ oder $T \ll \Theta$, d. h. für sehr tiefe Temperaturen, angeben.

Für diesen Fall können wir für die freie Energie schreiben:

$$F = \Omega + C_0 T \frac{3}{x^3} \int_0^\infty \xi^2 [\log(e^\xi - 1) - \xi] d\xi.$$

Nun ist aber

$$\int_0^\infty \xi^2 [\log(e^\xi - 1) - \xi] d\xi = - \int_0^\infty \xi^2 \left[e^{-\xi} + \frac{1}{2} e^{-2\xi} + \frac{1}{3} e^{-3\xi} + \dots \right]$$

$$= -2 \left[1 + \frac{1}{2^4} + \frac{1}{3^4} + \dots \right] = -2 \cdot \frac{\pi^4}{90} = -\frac{\pi^4}{45},$$

so daß wir für die freie Energie bei sehr tiefen Temperaturen schreiben können:

$$F = \Omega - \frac{\pi^4}{45} \cdot C_0 T \frac{3}{x^3} = \Omega - \frac{\pi^4}{15} \frac{C_0}{\Theta^3} T^4. \quad 3')$$

¹⁾ Berechnet man die freie Energie nach der früheren Auffassung, nämlich daß alle Atome die gleiche Eigenfrequenz haben, so bekommt man $F = \Omega + C_0 T [\log(e^x - 1) - x]$.

§ 3. Wir wollen im folgenden die charakteristische Temperatur Θ als Funktion des Volumens betrachten und für diese Funktion die in unserer früheren Arbeit angegebene Beziehung

$$\nu^2 = a^2 \frac{(m-1)A}{M v^{5/3}} \left(\frac{v_0}{v} \right)^{m-1} \quad \text{g)}$$

zwischen ν (Eigenfrequenz) und v (Volumen) annehmen. Inwiefern die dort angegebene Potenz des Volumens richtig ist, spielt hier keine wesentliche Rolle; denn im folgenden wie auch bei der früher von uns abgeleiteten Zustandsgleichung treten nur relative Änderungen von Θ auf. Viel wesentlicher ist die Frage, ob für alle im Körper vorhandene Eigenfrequenzen, speziell bei mehratomigen Körpern, die relative Änderung von Θ mit dem Volumen für alle Eigenfrequenzen die gleiche ist. Wäre dies nämlich der Fall, dann müßte die Zustandsgleichung, zu der wir hier gelangen, nicht nur für einatomige, sondern bei genügend tiefen Temperaturen für alle Körper richtig sein¹⁾.

Um die kanonische Zustandsgleichung zu erhalten, benutzen wir die bekannte thermodynamische Beziehung

$$\frac{\partial F}{\partial v} = -p.$$

Mit Rücksicht auf die Gleichung 3) bekommen wir:

$$-p = \frac{\partial F}{\partial v} = \frac{\partial \Omega}{\partial v} + C_0 \frac{\partial x}{\partial v} \left\{ \frac{3}{x^3} [x^2 \log(e^x - 1) - x^3] - \frac{9}{x^4} \int_0^x [\xi^2 \log(e^\xi - 1) - \xi^3] d\xi \right\}.$$

Und da $x = \frac{\Theta}{T}$ oder:

$$\frac{\partial x}{\partial v} = \frac{1}{T} \frac{\partial \Theta}{\partial v},$$

so wird

$$-p = \frac{\partial \Omega}{\partial v} + C_0 \frac{\partial \Theta}{\partial v} \left\{ \frac{3}{x^3} [x^2 \log(e^x - 1) - x^3] - \frac{9}{x^4} \int_0^x [\xi^2 \log(e^\xi - 1) - \xi^3] d\xi \right\}.$$

¹⁾ Vgl. P. DEBYE, l. c., S. 801.

Nun ist aber

$$\begin{aligned} \int_0^x [\xi^3 \log(e^\xi - 1) - \xi^3] d\xi &= \int_0^x \xi^3 \log(e^\xi - 1) d\xi - \int_0^x \xi^3 d\xi \\ &= \left[\frac{\xi^3}{3} \log(e^\xi - 1) \right]_0^x - \int_0^x \frac{\xi^3}{2} \cdot \frac{e^\xi}{e^\xi - 1} d\xi - \left[\frac{\xi^4}{4} \right]_0^x \\ &= \frac{x^3}{3} \log(e^x - 1) - \frac{x^4}{4} - \frac{1}{3} \int_0^x \xi^3 \frac{e^\xi}{e^\xi - 1} d\xi. \end{aligned}$$

Setzen wir diesen Wert für das Integral in die obige Gleichung ein, so bekommen wir:

$$-p = \frac{\partial \Omega}{\partial v} + C_0 \frac{\partial \Theta}{\partial v} \left[\frac{3}{x^4} \int_0^x \xi^3 \frac{e^\xi}{e^\xi - 1} d\xi - \frac{3}{4} \right].$$

Addiert und subtrahiert man rechts den Ausdruck

$$C_0 \frac{\partial \Theta}{\partial v} \frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1},$$

so bekommt man schließlich:

$$p + \frac{\partial \Omega}{\partial v} = -C_0 \frac{\partial \Theta}{\partial v} \cdot \frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}.$$

Schreiben wir diese Gleichung in der Form:

$$\left(p + \frac{\partial \Omega}{\partial v} \right) v = - \frac{v \partial \Theta}{\Theta \partial v} \cdot C_0 T \frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}, \quad 4)$$

so sehen wir, daß auch dieser Zustandsgleichung wie der früher von uns abgeleiteten¹⁾ eine allgemeine Bedeutung zukommt, denn zu ihrer Herleitung ist die Annahme des Potenzgesetzes [für die innere potentielle Energie $\Omega(v)$] unwesentlich. Sie unterscheidet sich von der früher mit der Annahme einer einzigen Eigenfrequenz abgeleiteten Zustandsgleichung nur dadurch, daß in ihr statt der EINSTEIN-PLANCKschen Funktion

$$\frac{\beta v}{e^{\frac{\beta v}{T}} - 1}$$

¹⁾ S. RATNOWSKY, l. c.

die DEBYESche Funktion

$$T \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3 \int_0^{\frac{\Theta}{T}} \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}$$

auftritt.

Für sehr tiefe Temperaturen bekommen wir direkt aus Gleichung 3'):

$$p + \frac{\partial \Omega}{\partial v} = - \frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial v} \cdot \frac{\pi^4}{5} C_0 T \left(\frac{T}{\Theta} \right)^3. \quad 4')$$

Setzen wir mit GRÜNEISEN¹⁾ und MIE²⁾

$$\Omega = - \frac{A}{v} + \frac{B}{v^m},$$

so erhalten wir unter Berücksichtigung, daß nach der Beziehung g)

$$\frac{1}{\Theta} \frac{\partial \Theta}{\partial v} = - \frac{3m+2}{6v} = - \frac{\gamma}{v}, \quad j)$$

statt der Gleichung 4) und 4') die folgenden

$$pv + \frac{A}{v} - \frac{mB}{v^m} = \gamma C_0 T \frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}, \quad 5)$$

oder auch:

$$= \gamma C_0 \Theta \frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \dots \dots \left(x = \frac{\Theta}{T} \right).$$

Und speziell für tiefe Temperaturen:

$$pv + \frac{A}{v} - \frac{mB}{v^m} = \gamma \frac{\pi^4}{5} \frac{C_0 T}{x^3}. \quad 5')$$

Auch aus diesen Gleichungen folgt, daß beim absoluten Nullpunkt der Temperatur und dem Druck $p = 0$ zwischen A und B die Beziehung besteht:

$$A = \frac{mB}{v_0^{m-1}} \quad h)$$

(v_0 — Volumen des Körpers bei der Temperatur $T = 0$).

Die Form des auf der rechten Seite der Gleichung 5) stehenden Gliedes läßt erwarten, daß die verschiedenen charakteristischen

¹⁾ E. GRÜNEISEN, l. c.

²⁾ G. MIE, Ann. d. Phys. (4) 11, 657, 1903.

Zustandsgrößen, die sich aus ihr ableiten lassen, nur Funktionen von $\frac{1}{x} = \frac{T}{\Theta}$ sein werden, genau wie es bei der spezifischen Wärme der Fall ist.

§ 4. Wir wollen zuerst eine Beziehung ableiten, die uns für die weiteren Entwicklungen nützlich sein wird. Differenzieren wir nämlich die Zustandsgleichung 5) nach T bei konstantem v , so erhalten wir:

$$v \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = 3 \gamma C_0 \Theta \frac{d}{dT} \left[\frac{1}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right],$$

da aber $x = \frac{\Theta}{T}$ und

$$\frac{d}{dT} = - \frac{\Theta}{T^2} \frac{d}{dx},$$

so bekommen wir:

$$\begin{aligned} v \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v &= - 3 \gamma C_0 x^2 \frac{d}{dx} \left[\frac{1}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right] \\ &= 3 \gamma C_0 \left[\frac{4}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{x}{e^x - 1} \right]. \end{aligned}$$

Unter Berücksichtigung der bekannten thermodynamischen Beziehung

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_v = -1$$

können wir schreiben:

$$\frac{v\alpha}{\kappa_T} = \gamma C_0 \left[\frac{12}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right], \quad 6)$$

worin der Ausdehnungskoeffizient α und der isothermische Kompressibilitätskoeffizient κ_T durch

$$\alpha = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad \text{und} \quad \kappa_T = - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T$$

definiert sind.

Aus der Beziehung 6) läßt sich die Konstante γ und somit auch m ($\gamma = \frac{3m+2}{6}$) für verschiedene Körper aus Erfahrungsgrößen berechnen.

Andererseits liefert diese Beziehung die Temperaturabhängigkeit des Verhältnisses der beiden Größen α und κ_T . Sie sagt nämlich aus, daß das Verhältnis der thermischen Ausdehnung zum Kompressibilitätskoeffizient eine für alle Körper gemeinsame Funktion von $\frac{1}{x} = \frac{T}{\Theta}$ ist, welche mit der spezifischen Wärme identisch ist. Bezeichnen wir mit DEBYE wie früher Θ als die für den Körper charakteristische Temperatur, so können wir dann das Verhältnis $\frac{T}{\Theta}$ wegen seiner allgemeinen Bedeutung die übereinstimmende Temperatur nennen. Man kann in diesem Fall die Beziehung 6) so formulieren:

Das Verhältnis

$$\frac{v\alpha}{\kappa_T}$$

ist eine für alle Körper gleiche Funktion der übereinstimmenden Temperatur. Für gleiche übereinstimmende Temperaturen ist es eine für alle Körper konstante Größe.

Obgleich die Beziehung 6) sich experimentell prüfen läßt, wollen wir doch vorläufig diese Prüfung unterlassen und benutzen 6) nur als Hilfgleichung für die Ableitung weiterer Beziehungen.

§ 5. Wir nehmen im folgenden an, daß Θ eine durch die Gleichung g) bestimmte Funktion des Volumens v ist.

Setzen wir der Einfachheit wegen in der Zustandsgleichung 5) den Ausdruck

$$\frac{A}{v} - \frac{mB}{v^m} = F(v) = F \quad \text{i)}$$

ein, so folgt durch Differentiation nach p bei konstantem T :

$$v + \left(p + \frac{\partial F}{\partial v}\right) \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = \gamma C_0 \frac{\partial}{\partial p} \left[T \frac{\partial}{\partial x} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right].$$

Da andererseits für den Ausdruck in der Klammer rechts

$$\frac{\partial}{\partial p} = \frac{1}{T} \frac{\partial \Theta}{\partial v} \frac{\partial v}{\partial p} \frac{d}{dx} = x \frac{\partial \Theta}{\Theta \partial v} \frac{\partial v}{\partial p} \frac{d}{dx}$$

und mit Rücksicht auf die Beziehung g)

$$\frac{\partial}{\partial p} = -\gamma \frac{x}{v} \frac{\partial v}{\partial p} \frac{d}{dx}$$

ist, so erhalten wir:

$$v + \left(p + \frac{\partial F}{\partial v}\right) \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = -\gamma^2 \frac{C_0 T}{v} x \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T \frac{d}{dx} \left[\frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right],$$

oder auch:

$$-\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = \kappa_T = -\frac{1}{p + \frac{\partial F}{\partial v} + \gamma^2 \frac{C_0 T}{v} x \frac{d}{dx} \left[\frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right]}. \quad 7)$$

Nun ist aber

$$\frac{\partial F}{\partial v} = -\frac{A}{v^2} + \frac{m^2 B}{v^{m+1}},$$

und mit Rücksicht auf die Beziehung h):

$$\frac{\partial F}{\partial v} = -\frac{A}{v^2} + \frac{mA}{v^2} \left(\frac{v_0}{v}\right)^{m-1} = \frac{A}{v^2} \left[m \left(\frac{v_0}{v}\right)^{m-1} - 1 \right].$$

Wegen der Kleinheit der Differenz zwischen v und v_0 können wir angenähert setzen:

$$\frac{\partial F}{\partial v} = \frac{A}{v^2} (m-1) \left(\frac{v_0}{v}\right)^m.$$

Man kann also schließlich die Gleichung 7), weil p gegenüber $\frac{\partial F}{\partial v}$ vernachlässigt werden kann, auch schreiben:

$$\kappa_T = \frac{1}{\frac{A}{v^2} (m-1) \left(\frac{v_0}{v}\right)^m + \gamma^2 \frac{C_0 T}{v} x \frac{d}{dx} \left[\frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right]}.$$

Führen wir noch den Wert

$$\kappa_0 = \frac{v_0^2}{(m-1) A}$$

der Kompressibilität beim absoluten Nullpunkt ein, so ergibt sich:

$$\kappa_T = \frac{1}{\frac{1}{\kappa_0} \left(\frac{v_0}{v}\right)^{m+2} + \gamma^2 \frac{C_0 T}{v} x \frac{d}{dx} \left[\frac{3}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right]}, \quad 8)$$

oder auch:

$$\kappa_T = \frac{1}{\frac{1}{\kappa_0} \left(\frac{v_0}{v}\right)^{m+2} - \gamma^2 \frac{C_0 T}{v} \left[\frac{9}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right]}. \quad 8')$$

Wir wollen ferner eine Beziehung zwischen κ_T und der adiabatischen Kompressibilität κ_s aufstellen.

Man kommt zu dieser auf einem ganz einfachen Wege, wenn man die Beziehung 6) und eine ihr analoge, zwischen spezifischer Wärme bei konstantem Druck und der adiabatischen Kompressibilität κ_s benutzt.

Differenzieren wir nämlich in der Gleichung 2) U nach v bei konstantem T , so bekommen wir:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T = \frac{\partial \Omega}{\partial v} + C_0 \Theta \frac{d}{dx} \left[\frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right] \cdot \frac{1}{T} \frac{\partial \Theta}{\partial v} + C_0 \frac{\partial \Theta}{\partial v} \cdot \frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}.$$

Und mit Rücksicht auf die Beziehung j):

$$\left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T = \frac{\partial \Omega}{\partial v} - \gamma C_0 \frac{\Theta x}{v} \frac{d}{dx} \left[\frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right] - \gamma \frac{C_0 \Theta}{v} \cdot \frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1}.$$

Die Kombination dieser Gleichung mit der Zustandsgleichung 5) liefert:

$$p + \left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T = -\gamma \frac{C_0 \Theta}{v} x \frac{d}{dx} \left[\frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right].$$

Nun ist aber nach der bekannten thermodynamischen Beziehung:

$$p + \left(\frac{\partial U}{\partial v}\right)_T = \frac{C_p - C_v}{v\alpha}.$$

Wir erhalten also:

$$\begin{aligned} \frac{C_p - C_v}{v\alpha} &= -\gamma \frac{C_0 \Theta}{v} x \frac{d}{dx} \left[\frac{3}{x^4} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} \right] \\ \frac{C_p - C_v}{\alpha} &= \gamma C_0 T \left\{ \frac{12}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right\}. \end{aligned} \quad 9)$$

Ersetzt man $\frac{C_v}{\alpha}$ bzw. $\frac{C_p}{\alpha}$ nach der Beziehung 6) durch $\frac{1}{\kappa_T}$ bzw. $\frac{1}{\kappa_s}$, so erhalten wir schließlich:

$$\frac{1}{\kappa_s} - \frac{1}{\kappa_T} = \gamma C_0 T \left\{ \frac{12}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right\}. \quad 10)$$

Berechnet man die adiabatische Kompressibilität κ , direkt aus der Zustandsgleichung 5) und setzt ihren Wert in die Gleichung 10) ein, so bekommt man wieder die Beziehung 8) für die isotherme Kompressibilität.

§ 6. Es sei hier noch die Temperaturabhängigkeit der thermischen Ausdehnung, wie sie sich aus unserer Zustandsgleichung ergibt, mit den experimentellen Ergebnissen verglichen.

Aus den Gleichungen 6) und 8) folgt:

$$v\alpha = \frac{\gamma C_0 \left[\frac{12}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right]}{\frac{1}{\kappa_0} \left(\frac{v_0}{v} \right)^{m+2} - \gamma^2 \frac{C_0 T}{v} \left[\frac{9}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right]}. \quad 11)$$

Für sehr tiefe Temperaturen kann das zweite Glied im Nenner gegenüber dem reziproken Wert der Kompressibilität beim absoluten Nullpunkt vernachlässigt werden und wir bekommen also in diesem Fall für den Ausdehnungskoeffizienten

$$\alpha = \gamma \frac{\kappa_0}{v} \left(\frac{v_0}{v} \right)^{-m-2} C_0 \left[\frac{12}{x^3} \int_0^x \frac{\xi^3 d\xi}{e^\xi - 1} - \frac{3x}{e^x - 1} \right] \Bigg\}, \quad 11')$$

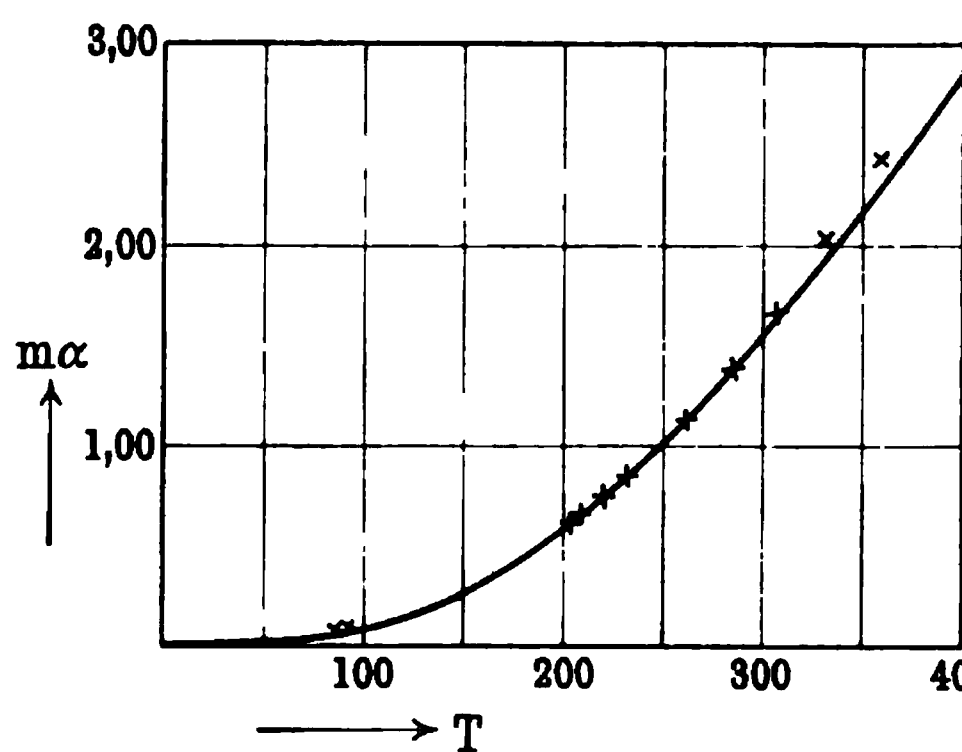
$$= \gamma \frac{\kappa_0}{v} \left(\frac{v_0}{v} \right)^{-m-2} C_v$$

worin C_v die spezifische Wärme bei konstantem Druck bedeutet. Wie man sieht, kann der GRÜNEISENSche Satz, daß das Verhältnis der thermischen Ausdehnung zur spezifischen Wärme eine Konstante ist, nur in denjenigen Fällen stimmen, in welchen das zweite Glied im Nenner der Gleichung 11) sehr klein ist, was im allgemeinen nur bei sehr tiefen Temperaturen zutrifft.

Wir wollen noch die durch die Gleichung 11) angegebene Temperaturabhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten an der Erfahrung prüfen. Bekanntlich hat vor kurzem RÖNTGEN¹⁾ Messungen am Diamant ausgeführt, die eine große Abweichung von dem GRÜNEISENSchen Satz zeigen. Es ist deswegen besonders interessant, gerade an diesem Körper die Gleichung 11) zu prüfen.

¹⁾ W. C. RÖNTGEN, Sitzungsber. d. Bayer. Akad. 1912, S. 381.

Die beistehende Figur läßt erkennen, daß die Übereinstimmung zwischen den berechneten und beobachteten Werten sehr gut ist. In ihr ist nicht der Ausdehnungskoeffizient selbst, sondern das Produkt aus einer für den Vergleich mit der spezifischen Wärme passend gewählten Konstanten und dem Ausdehnungskoeffizienten als Funktion der Temperatur aufgetragen. Die eingezeichneten Kreuze entsprechen den von RÖNTGEN gefundenen Werten, multipliziert mit der gleichen Konstanten.



intervall zwischen $T = 30^\circ$ und $T = 220^\circ$ und von H. F. WEBER zwischen den Temperaturen $T = 202^\circ$ und $T = 1331,9^\circ$ gefundenen Werte der spezifischen Wärme zusammengestellt sind. In der dritten Kolonne stehen die der RÖNTGENschen Arbeit entnommenen Werte des Ausdehnungskoeffizienten, mul-

tipliziert mit einem konstanten Faktor, und schließlich in der vierten die aus der Gleichung 11) berechneten, mit dem gleichen konstanten Faktor multiplizierten Werte.

T	C_v	$m\alpha$ beob.	$m\alpha$ ber.	T	C_v	$m\alpha$ beob.	$m\alpha$ ber.
358	2,11	2,44	2,27	221	0,74	0,74	0,75
331	1,84	2,01	1,93	209	0,66	0,65	0,665
306	1,58	1,65	1,63	205	0,62	0,62	0,615
284	1,35	1,37	1,37	92	0,03	0,085	0,058
262	1,14	1,13	1,13	88	0,03	0,075	0,049
232	0,86	0,83	0,855				

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß wenn auch die Übereinstimmung bei den Temperaturen $T = 358^\circ$ und $T = 331^\circ$ noch einiges zu wünschen übrig läßt, dies sicherlich daher rührt, daß der Faktor $\frac{1}{\alpha_0}$ — der reziproke Wert der Kompressibilität beim

absoluten Nullpunkt der Temperatur — in der Gleichung 11), der aus der Gleichung 8') berechnet wurde, zu groß angenommen ist. Denn wir haben bei der Bestimmung dieses Faktors aus der Gleichung 8') für die isotherme Kompressibilität des Diamanten den von RICHARDS¹⁾ gefundenen Wert $0,5 \cdot 10^{-12}$ angenommen. Es sind aber bekanntlich alle von RICHARDS gefundenen Werte der Kompressibilität der absoluten Größe nach zu klein im Vergleich zu denjenigen, die andere Forscher angeben, wenn sie auch als relative Werte sehr gut sind. Ist aber die Kompressibilität des Diamanten größer als der von uns benutzte Wert, dann wird auch nach Gleichung 11) der Ausdehnungskoeffizient bei den Temperaturen $T = 331^\circ$ und $T = 358^\circ$ größer. Wir glauben also, daß die Übereinstimmung zwischen berechneten und beobachteten Werten des Ausdehnungskoeffizienten, speziell bei höheren Temperaturen, noch besser ausfallen wird, wenn wir über genaue Beobachtungen der Kompressibilität verfügen werden.

Zürich, 15. Januar 1913.

¹⁾ TH. W. RICHARDS, ZS. f. phys. Chem. 61, 183, 1907.

***Zur Messung der absoluten Suszeptibilität
von Flüssigkeiten;***

von W. J. de Haas und P. Drapier.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 24. Januar 1913.)

(Vgl. oben S. 23.)

Die in diesen Verhandlungen 14, 761, 1912 beschriebenen Versuche über die Suszeptibilität des Wassers wurden fortgesetzt. Der Krümmungsradius des fast ebenen Meniskus wurde sowohl innerhalb wie außerhalb des Feldes mittels der bereits erwähnten Kolbenvorrichtung konstant gehalten. Es erwies sich möglich, Drucke innerhalb 0,01 mm Wasserdruck genau einzustellen. Die Einstellung auf einen bestimmten großen Krümmungsradius wurde bei diesen Versuchen beurteilt nach der Spiegelbildumkehrung einer Einfadenglühlampe, sobald der Faden sich im Hauptbrennpunkt befand. Es wurden Messungen ausgeführt sowohl in einer Stickstoffatmosphäre, wie auch gegen Luft. Das Resultat von vier Messungen bei 22° in Stickstoff war

— 0,725 — 0,723 — 0,724 — 0,726 · 10⁻⁶

und in Luft

— 0,746 — 0,749 — 0,747 — 0,747 · 10⁻⁶.

Das sehr gleichförmige Feld wurde ballistisch gemessen. Es betrug wie bei unseren vorigen Versuchen etwa 30 Kilogaß. Die absolute Genauigkeit unserer Zahlen dürfen wir auf 1/2 Proz. schätzen ¹⁾).

¹⁾ Eine ausführlichere Beschreibung unserer Versuche wird bald in den Annalen der Physik erscheinen.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

28. Februar 1913.

Nr. 4.

Sitzung vom 21. Februar 1913.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Vor Eintritt in die Tagesordnung macht der Vorsitzende
Mitteilung von dem Ableben zweier Mitglieder der Gesellschaft

Dr. Willy Howe

† 8. Februar 1913

und

Prof. Dr. Hermann Ebert

† 12. Februar 1913.

Die Anwesenden ehren das Andenken der Entschlafenen
durch Erheben von ihren Sitzen.

Sodann spricht Hr. W. Nernst

über Atomwärme und Quantentheorie.

Ferner berichtet Hr. H. Rubens

über das Absorptionsspektrum des Wasserdampfes
im Gebiet langer Wellen.

Weiter trägt Hr. A. Eucken vor
über die Berechnung der spezifischen Wärme
aus elastischen Konstanten.

Endlich spricht Hr. K. Fajans
über die Einordnung der Radioelemente in das perio-
dische System.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft
sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

H. J. van der Bijl: Über langsame Ionen in flüssigen
Dielektriken.

R. Pohl und P. Pringsheim: Über die lichtelektrische
Elektronenemission des Ca.

H. Greinacher: Über wandernde Lichtbögen (Hörner-
blitzableiter und verwandte Erscheinungen).

Michael Póányi: Eine neue thermodynamische Folge-
rung aus der Quantentheorie.

L. Högelsberger: Eine Vereinfachung der Methode zur
Bestimmung des wirksamen Widerstandes von
Schwingungskreisen mit Hilfe gedämpfter Schwin-
gungen. Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der
Universität Graz Nr. 11 (eingereicht durch Hrn. H. BENNDORF).

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. GUIDO MOELLER, Ständiger Mitarbeiter an der Physikalisch-
Technischen Reichsanstalt, Berlin NW 51, Calvinstr. 8.

(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. Dipl.-Ing. PHILIPP BORCHARDT, Physiker bei der Badischen
Anilin- und Sodafabrik, Ludwigshafen a. Rh., Grünerstr. 4

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. HOCHHEIM.)

Hr. Dr. WILHELM STEINHAUS, Assistent an der Physikalisch-Tech-
nischen Reichsanstalt, Charlottenburg 2, Werner-Siemens-
straße 7.

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. HUPKA.)

Hr. Dr. F. SKAUPY, Laboratoriumsleiter bei der Auergesellschaft,
Berlin O 17, Rotherstraße 1.

(Vorgeschlagen durch Hrn. H. G. MÖLLER.)

Hr. Dr. HERMANN v. SIEMENS, Assistent am Phys.-chem. Institut,
Berlin W 10, Tiergartenstr. 19 und

Hr. cand. phil. PAUL GÜNTHER, Charlottenburg 2, Carmerstr. 2.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. HANS SCHIMANK.)

Hr. Prof. Dr. LADISLAUS NATANSON, Krakau, Studeuckastr. 3.

(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

Hr. Dr. KONRAD GOES, Assistent am Technisch-Physikalischen
Institut der Universität Freiburg i. Br.

(Vorgeschlagen durch Hrn. W. GAEDE.)

**Über Brechung
elektrischer Strahlen und elektrische Schaumwände;
von G. Quincke.**

(Eingegangen am 3. Februar 1913.)

Hohle Halbkugeln oder vertikale viereckige Platten aus Metall wurden auf den horizontalen Harzkuchen eines Elektrophors neben keilförmige Prismen oder Doppelprismen (FRESNELSche Prismen) gesetzt, mit einem Funken aus dem Knopfe einer positiv oder negativ geladenen Leidener Flasche geladen und isoliert abgehoben. Die Harzoberfläche wurde mit einem Gemisch von Schwefelpulver und Mennige bestäubt und dadurch eine positive oder negative Staubfigur erhalten, mit gelben positiv elektrischen und roten negativ elektrischen Strahlen, normal zur Oberfläche des Radiators. Die Schneide der keilförmigen Prismen stand normal zur Harzoberfläche.

Gebrochene Strahlen positiver Staubfiguren.

1. Positiv elektrische Strahlen von 1 bis 10 mm Länge werden von keilförmigen Prismen und Doppelprismen aus

Bernstein	Tannenholz	Zink
Pech	Buchenholz	Kupfer
Schellack		Messing
Hartgummi		Aluminium
Quarz		Stahl
Glas		

gebrochen und abgelenkt, wenn deren größte Dicke 2 bis 3 mm beträgt.

2. Die Reichweite der gebrochenen positiv elektrischen Strahlen nimmt mit der durchstrahlten Dicke des Keiles ab bei isolierenden Prismen, und zu bei metallischen Prismen. Die Abnahme der Reichweite ist meist größer als die Zunahme.

3. Die Ablenkung der gebrochenen positiv elektrischen Strahlen durch ein durchsichtiges Prisma oder ein Pechprisma ist bedeutend größer als die Ablenkung von Lichtstrahlen oder elektrischen Transversalwellen durch dasselbe Prisma.

4. Parallele positiv elektrische Strahlen von Radiatoren aus Weißblech, vernickeltem Messing, Platin, Zink, Magnesium werden von demselben Prisma nach dem Rücken oder der Schneide des Keiles abgelenkt. Die positive oder negative Ablenkung beträgt nahezu $\pm \varphi$, 2φ , 3φ , 4φ , 5φ .

φ ist für Prismen aus verschiedener Substanz bei gleichem Prismenwinkel (5°) verschieden groß (6 bis 12°) und kann für Prismen aus derselben Substanz mit brechendem Winkel von 5° und 3° nahezu denselben Wert haben.

5. In den weitaus meisten Fällen sind die durch ein isolierendes Prisma hindurchgegangenen positiv elektrischen Strahlen nach dem Rücken, die durch ein metallisches Prisma hindurchgegangenen Strahlen nach der Schneide des Keiles abgelenkt.

6. Negativ elektrische Strahlen kurzer Reichweite bilden rote und staubfreie Tropfen oder Kreisflächen zwischen den Fußenden der direkten positiv elektrischen Strahlen der Radiatoren aus Platin, Nickel, Weißblech, Zink, wenn diese neben oder zwischen Doppelprismen aus Metall oder zwischen Doppelprismen aus Bernstein, Hartgummi, Quarz, Glas stehen.

Zwischen den Fußenden der gebrochenen positiv elektrischen Strahlen wurden negativ elektrische Strahlen nur hinter Doppelprismen aus Metall beobachtet.

Eine Ablenkung der Richtung war bei diesen Kreisflächen nicht festzustellen. Die Nähe der Doppelprismen aus Metall und isolierender Substanz befördert das Auftreten negativ elektrischer Strahlen beim Abklingen der elektrischen Schwingungen in dem mit positiver Elektrizität geladenen Radiator.

7. Negativ elektrische Strahlen mittlerer Reichweite zwischen gebrochenen positiv elektrischen Strahlen.

Fallen von einem Radiator aus Weißblech parallele positiv elektrische Strahlen auf Doppelprismen aus Bernstein, Hartgummi, Quarz, Glas, Tannenholz, Buchenholz, Zink, so liegen hinter den Prismen zwischen den parallelen gelben gebrochenen Strahlen mit mittlerer Reichweite und von diesen durch staubfreie Streifen getrennt rote negativ elektrische Strahlen von $0,5$ bis 1 mm Breite, mit abgerundeten Köpfen, Einschnürungen und Anschwellungen von nahezu gleicher Reichweite.

Diese roten Strahlen zwischen den Köpfen gebrochener gelber Strahlen fehlten stets, wenn die auf das Prisma auffallenden elektrischen Strahlen von dem Radiator aus Zink kamen.

Hinter den Doppelprismen aus Hartgummi, Quarz, Glas habe ich diese roten Strahlen bei dem Radiator aus Platin; hinter Doppelprismen aus Bernstein, Quarz, Zink, Stahl bei dem Radiator aus vernickeltem Messing beobachtet.

Hinter den Doppelprismen aus Kupfer und Aluminium fehlten diese gebrochenen roten Strahlen mittlerer Reichweite bei allen Radiatoren.

8. Im Inneren einer großen Weißblechglocke lag eine rote Fläche hinter den durch Doppelprismen aus Bernstein und Hartgummi gebrochenen gelben Strahlen mittlerer Reichweite. Diese roten Strahlen großer Reichweite fehlten hinter den durch Doppelprismen aus Zink und Aluminium gebrochenen Strahlen.

Negativ elektrische Strahlen mit mittlerer und großer Reichweite wurden also durch isolierende keilförmige Prismen gebrochen und abgelenkt, durch Prismen aus Metall absorbiert.

9. Interferenzfiguren. Fallen parallele positiv elektrische Strahlen auf ein Doppelprisma, so treffen unsichtbare, konvergierend gebrochene positiv und negativ elektrische Strahlen E mm hinter dem Doppelprisma auf dessen Symmetrielinie zusammen und werden dann sichtbar, indem sie die Harzoberfläche gelb oder rot färben und Interferenzfiguren bilden; gelbe, rote oder staubfreie Kreise oder Kreisflächen mit gelben oder roten eingelagerten Kreisen. Die Entfernungen E stehen häufig nahezu im Verhältnis kleiner ganzer Zahlen und schwanken zwischen 12 und 50 mm. Solche Interferenzfiguren zeigten die von Radiatoren aus vernickeltem Messing, Platin und Zink ausgegangenen elektrischen Strahlen nach Brechung durch isolierende und metallische Doppelprismen.

Ähnliche gelbe Kreise sind auf der Symmetrielinie der Doppelprismen in E_1 mm Entfernung vor dem Radiator aus Platin durch die Interferenz von positiv elektrischen Strahlen entstanden, welche an der Hinterfläche der Doppelprismen konvergierend reflektiert, aus den Vorderflächen der Doppelprismen wieder ausgetreten und durch die dünne Platinplatte hindurchgegangen sind.

Gebrochene Strahlen negativer Staubfiguren.

10. Negativ elektrische Strahlen im Inneren einer viereckigen Weißblechglocke werden durch Prismen aus Bernstein, Hartgummi, Tannenholz, Zink nach der Schneide des keilförmigen Prismas gebrochen; durch Prismen aus Quarz und Glas nach der Schneide oder dem Rücken des Keiles mit der Ablenkung $-\varphi$, -2φ , -3φ oder $+\varphi$ und $-\varphi$.

11. Interferenzfiguren unsichtbarer Strahlen in negativen Staubfiguren. Eine mit einem negativ elektrischen Funken geladene Zinkplatte gab hinter isolierenden Doppelprismen unsichtbare gebrochene positiv und negativ elektrische Strahlen, welche auf der Symmetrielinie des Doppelprismas Interferenzfiguren bildeten, gelbe Kreise und staubfreie oder gelbe Kreisflächen.

Brechung durch Linsen.

12. Durch Linsen werden elektrische Strahlen ähnlich gebrochen wie durch Prismen.

Parallele positiv elektrische Strahlen konvergieren oder divergieren nach der Brechung durch konvexe Halblinsen aus Quarz nach oder von einem Brennpunkt. Die elektrischen Brennweiten schwanken um ganze Vielfache derselben Länge und waren immer bedeutend kleiner als die optische Brennweite. Zuweilen war die Brennweite der zentralen elektrischen Strahlen halb so groß als die der Randstrahlen; die negative elektrische Brennweite doppelt so groß.

Hinter den Radiatoren aus Weißblech und Platin lagen zwischen von Halblinsen aus Quarz gebrochenen feinen gelben Strahlen 0,6 bis 1 mm breite rote Strahlen mit Anschwellungen und Einschnürungen.

Unsichtbare positiv und negativ elektrische Strahlen werden von Halblinsen aus Quarz und Glas konvergierend gebrochen und bilden E mm hinter der Linse, nahe der Achse, gelbe, rote und staubfreie Kreise oder Kreisflächen, oft mit eingelagerten Kreisen (Interferenzfiguren).

Elektrische Schaumwände.

13. Alle diese vorstehend beschriebenen gelb und rot gefärbten oder staubfreien Staubfiguren sind erstarrte positiv und negativ



elektrische öartige Flüssigkeit, welche an der Harzoberfläche durch positiv und negativ elektrische Teilchen entstanden und verschieden schnell erstarrt ist. Je nach der größeren oder kleineren Erstarrungsgeschwindigkeit ist diese öartige Flüssigkeit kürzere oder längere Zeit eine mehr oder weniger klebrige Flüssigkeit geblieben, welche unter dem Einfluß ihrer Oberflächenspannung an der Grenze mit der Umgebung Schaumwände gebildet hat, deren Gestalt sich allmählich veränderte. Aus Schaumwänden erster Art entstanden allmählich Schaumwände zweiter Art. Röhrenförmige Schaumwände verwandeln sich allmählich in eine Reihe nebeneinander liegender Hohlkugeln. Die von den Schaumwänden umschlossenen Schaumkammern zeigen die Gestalt, welche im Augenblick der Erstarrung der öartigen Flüssigkeit eben vorhanden war.

Gewöhnlich enthalten die gelben positiv elektrischen Staubfiguren schnell erstarrte Schaumwände erster Art, die roten negativ elektrischen Staubfiguren langsam erstarrte Schaumwände zweiter Art.

14. Die Formen der elektrischen Schaumwände sind dieselben, wie die der wägbaren Materie in der anorganischen und organischen Natur, welche ich in den Annalen der Physik 1902 bis 1908 beschrieben habe.

15. Die positiv elektrischen Staubfiguren haben auf Harz (1 Teil Wachs mit 2 oder 4 Teilen Kolophonium), Pech, Schellack, Schwefel, Hartgummi, Paraffin, Glas, Glimmer ähnliche Formen, aber mit kleinen charakteristischen Unterschieden, je nach der Substanz der Oberfläche, auf welcher sie entstanden sind. Ebenso die negativ elektrischen Staubfiguren.

Da Form und Lage der gelben und roten Schaumwände wechseln bei zwei aufeinander folgenden Versuchen auf derselben Platte, so müssen durch Einwirkung der elektrischen Emanationen des Radiators auf der Oberfläche von Harz, Glas usw. Schaumwände aus öartiger Flüssigkeit entstanden sein, welche im allgemeinen bei positiv elektrischen Emanationen schneller erstarren, als bei negativ elektrischen Emanationen. Ob diese öartige Flüssigkeit aus einer Lösung der positiv und negativ elektrischen Emanationen in der Substanz der isolierenden Platte oder in den auf der Oberfläche des Isolators adsorbierten Dämpfen und Gasen und



atmosphärischer Luft besteht, oder beides enthält, bleibt zunächst unentschieden.

16. Wahrscheinlich bestehen die öartigen Flüssigkeiten aus einer Lösung der positiv oder negativ elektrischen Emanationen in der Substanz der isolierenden Platte. Der Schmelzpunkt der Substanz ist um so mehr erniedrigt, die entstandene öartige Flüssigkeit ist um so weniger klebrig, je mehr positiv oder negativ elektrische Moleküle sich in der Volumeneinheit gelöst haben, je dünner die Schaumwand ist.

Bestätigt sich diese Vermutung, so müssen die positiv und negativ elektrischen Teilchen auch beim Durchgang durch die isolierenden Prismen öartige, schnell oder langsam erstarrende Flüssigkeit gebildet haben. Die positive und negative Elektrizität muß im Inneren isolierender Substanzen in dünnen unsichtbaren Schaumwänden enthalten sein.

Heidelberg, den 30. Januar 1913.

***Über langsame Ionen in flüssigen Dielektriken;
von H. J. van der Bijl.***

(Eingegangen am 12. Februar 1913.)

§ 1. Die durch Radiumstrahlen erzeugten Ionen in flüssigen Dielektriken wurden vom Verfasser¹⁾ in einer früheren Arbeit untersucht. Die Untersuchungen zeigten, daß sich ionisierte flüssige Dielektrika ähnlich verhalten wie ionisierte Gase und daß die für Gase aufgestellte Theorie auf solche Flüssigkeiten übertragen werden kann. Insbesondere ergab sich auf Grund kinetischer Betrachtungen, daß die in flüssigen Dielektriken auftretenden Ionen verhältnismäßig groß sind. Dagegen waren die spezifischen Geschwindigkeiten der Ionen der untersuchten Flüssigkeiten von derselben Größenordnung wie bei elektrolytischen Ionen in wässerigen Lösungen.

Es schien wünschenswert, zu untersuchen, wie sich die Ionen in sehr zähflüssigen Medien (wie z. B. Vaselineöl) in bezug auf Beweglichkeiten und Größe verhalten. Derartige Versuche ließen sich offenbar nur schwierig ausführen, da solche Flüssigkeiten sich nicht leicht reinigen lassen. Es hat sich nämlich gezeigt, daß es zur Erzielung einwandfreier Resultate nötig ist, die Flüssigkeiten zum äußersten Grad zu reinigen, da sonst die Eigenleitfähigkeit störend wirkt. Die vom Verfasser untersuchten Substanzen (Hexan, Tetrachlorkohlenstoff und Schwefelkohlenstoff) boten keine großen Schwierigkeiten. Diese Stoffe ließen sich durch wiederholte Destillation genügend rein herstellen; aber schon bei Benzol, dessen Eigenleitfähigkeit sich nicht weiter reduzieren ließ als $5 \cdot 10^{-17} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, traten Schwierigkeiten auf. Vielleicht erklärt sich aus diesem Grunde der Umstand, daß die bis jetzt angestellten Untersuchungen über das Verhalten des Vaselineöls bei Bestrahlung mit radioaktiven Strahlen nur annähernde Resultate liefern. BÖHM-WENDT und E. v. SCHWEIDLER²⁾, die ebenfalls das Vaselineöl untersucht haben, fanden, daß es nicht möglich war, mit der

¹⁾ Diss. Leipzig, Ann. d. Phys. (4) **39**, 170, 1912.

²⁾ BÖHM-WENDT u. E. v. SCHWEIDLER, Phys. ZS. **10**, 379, 1909.



verfügbaren Spannung Sättigung zu konstatieren. Unter gewissen Annahmen haben sie jedoch die Summe der Beweglichkeiten zu $5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cm}}{\text{Sek.}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ geschätzt.

§ 2. Die Resultate, zu denen SZIVESSY und SCHÄFER¹⁾ gelangt sind, lassen sich zu einer angenäherten Berechnung der Beweglichkeiten der Ionen in Vaselineöl verwenden. Indem sie das Vaselineöl der Einwirkung des ultravioletten Lichtes unterwarfen, gelang es ihnen, eine Erhöhung des Leitvermögens nachzuweisen und Sättigung des künstlich erzeugten Stromes (in dem Maße, wie es bei solchen Flüssigkeiten erwartet werden kann) zu konstatieren. Die genannten Autoren haben den zeitlichen Abfall der Ionisation untersucht und fanden, daß eine merklich erhöhte Leitfähigkeit nach 10 Stunden nach Abschneidung der Strahlungsquelle noch wahrzunehmen war. Hieraus ist zu schließen, daß die Molisierung der Ionen in Vaselineöl außerordentlich langsam vor sich geht. Da jedoch bei diesen Versuchen nicht die vorhandene gesamte Anzahl Ionen nach verschiedenen Zeiten nach Abschneidung der Strahlen gemessen wurde, sondern die zeitliche Abnahme des Leitvermögens, können diese Resultate nicht herangezogen werden, um den Wiedervereinigungskoeffizienten nach der üblichen direkten Methode zu berechnen.

Hingegen können für diese Berechnung die Werte (Tabelle I der zitierten Arbeit), die den Strom im stationären Zustande als Funktion des Potentials darstellen, verwendet werden. Wenn einmal der Wiedervereinigungskoeffizient bekannt ist, läßt sich die Summe der Beweglichkeiten mit Hilfe der LANGEVINSchen Relation (s. w. u.) bestimmen.

Für diese Berechnung wollen wir die Werte, die für kleine Spannungen aufgenommen sind, nicht verwenden. Da nämlich die Versuche bei sehr kleinem Plattenabstand ausgeführt wurden, ist einleuchtend, daß die Diffusion die Leitfähigkeit für kleine Spannungen nicht unerheblich verfälscht haben konnte. Die Beobachtungen im Gebiete stärkerer Ströme reichen jedoch aus, um die Grenzleitfähigkeit bei unendlich kleinen Potentialen und den Sättigungsstrom durch Extrapolation zu bestimmen. Trägt man nämlich den Strom als Abszisse, die Leitfähigkeit als Ordinate

¹⁾ G. SZIVESSY u. K. SCHÄFER, Ann. d. Phys. (4) 85, 511, 1911.

auf, so ergibt sich nach THOMSON¹⁾ eine Parabel. Es treten nur kleine Abweichungen von der Parabel auf, wenn die Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen sehr verschieden sind²⁾. Für alle drei vom Verfasser untersuchten Flüssigkeiten wurde die Parabel als genügend genau befunden. Wir können also für die vorliegende Berechnung annehmen, daß auch für Vaselineöl die Parabel ihre Gültigkeit behält, und können dann durch die von SZIVESSY und SCHÄFER für höhere Spannungen aufgenommenen Werte die theoretische Parabel (Stromleitfähigkeitskurve) festlegen. Mit Hilfe dieser Kurve läßt sich dann die Leitfähigkeit λ_0 für unendlich kleine Potentiale und der Sättigungswert S bestimmen.

Wenn diese beiden Größen bekannt sind, kann der Wiedervereinigungskoeffizient α mit Hilfe der vom Verfasser angegebenen Formel³⁾:

$$\frac{\alpha}{\varepsilon} = \frac{16 \pi^2 \lambda_0^2}{\frac{S}{V} \cdot K^2} \quad 1)$$

und ferner, unter Zuhilfenahme der LANGEVIN'schen Relation,

$$(u_1 + u_2) = \frac{\alpha K}{4 \pi \varepsilon}, \quad 2)$$

die Summe der Beweglichkeiten berechnet werden. Hierbei bedeuten, außer den oben angegebenen Bezeichnungen, K die Dielektrizitätskonstante des betreffenden Mediums, V das Ionisationsvolumen und ε die Elementarladung.

Die Rechnung ergibt: $\lambda_0 = 6,28 \cdot 10^{-4}$ und $\frac{S}{V} = 3,54 \cdot 10^{-2}$ (in elektrostatischen Einheiten). Daraus berechnet sich $\alpha = 4 \cdot 10^{-4}$ elektrostatische Einheiten und $(u_1 + u_2) = 2,2 \cdot 10^{-7} \frac{\text{cm}}{\text{Sek.}} \sqrt{\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}}$.

Auf den ersten Blick scheint diese Ionenbeweglichkeit überraschend klein. Die Beweglichkeiten der elektrolytischen Ionen in wässrigen Lösungen variieren von etwa

$$2 \cdot 10^{-4} \text{ bis } 4 \cdot 10^{-3} \frac{\text{cm}}{\text{Sek.}} \sqrt{\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}}.$$

¹⁾ J. J. THOMSON, Conduction of Electricity through Gases 2nd. Ed. Chapter III.

²⁾ G. MIE, Ann. d. Phys. (4) 13, 857, 1904; 23, 610, 1908.

³⁾ H. J. VAN DER BIJL, ebenda (4) 39, 200, 1912.

SZIVESSY und SCHÄFER haben das Vaselineöl mit ultraviolettem Licht ionisiert. Es liegt aber kein Grund vor, zu glauben, daß die durch ultraviolettes Licht erzeugten Flüssigkeitsionen wesentlich verschieden sind von durch Radiumstrahlen erzeugten Ionen. Welcher Art auch die Spaltung der Moleküle sein mag, die Ionen bestehen in solchen dichten Medien nur sehr kurze Zeit in ihrer elementaren Gestalt. Infolge der durch die Spaltung auftretenden freien elektrischen Ladungen haften in sehr kurzer Zeit viel neutrale Moleküle an das Ion. Man kann also annehmen, daß die zur Messung gelangenden Ionen nicht einfacher Art, sondern durch die Anlagerung einer größeren Anzahl neutraler Moleküle entstanden sind. Es ist deswegen zu erwarten, daß die Größe der Ionen in einem flüssigen Medium unabhängig ist von der Art des Ionisierungsmittels. Dasselbe wird auch für die Beweglichkeit gelten, da letztere durch den Radius des Ions und die Zähigkeit des betreffenden Mediums bedingt wird (s. w. u.).

§ 3. Wenn der Radius der Ionen bekannt ist, läßt sich die Ionenbeweglichkeit einer chemisch definierten Flüssigkeit theoretisch bestimmen. Für den Radius r hat der Verfasser¹⁾ folgende Formel abgeleitet:

$$r = \sqrt[4]{\frac{K-1}{4\pi N_1} \cdot \frac{\varepsilon^2}{m c^2}}, \quad 3)$$

wobei bedeuten: K die Dielektrizitätskonstante des Mediums, N_1 die Anzahl neutraler Moleküle pro Kubikzentimeter.

Diese Formel läßt sich in eine etwas andere Form bringen. Bedeutet nämlich N die Anzahl Moleküle pro Grammolekül, n das Molekulargewicht und σ die Dichte des Mediums, so besteht die Beziehung

$$N_1 = N \frac{\sigma}{n}. \quad 4)$$

Ferner ergibt sich aus der kinetischen Gastheorie:

$$m c^2 = \frac{3 R T}{N}, \quad 5)$$

wobei die allgemeine Gaskonstante $R = 83,2 \cdot 10^6$ Erg zu setzen ist.

Werden diese Werte für N_1 und $m c^2$ in Gleichung 3) eingesetzt, so ergibt sich für den Radius des Ions:

$$r = \sqrt[4]{\frac{(K-1) n \varepsilon^2}{12 \pi \sigma R T}}. \quad 6)$$

¹⁾ l. c., S. 207.

Nach STOKES ist die Geschwindigkeit, mit welcher eine Kugel vom Radius r in einem Medium vom Reibungskoeffizienten η bewegt wird, gegeben durch:

$$\omega = \frac{P}{6 \pi \eta r}, \quad 7)$$

wenn P die treibende Kraft bedeutet. Nehmen wir nun an, daß die STOKESSche Formel auf Flüssigkeitsionen angewendet werden kann, und betrachten den Fall, daß die Ionen sich unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes bewegen, so kann die Kraft P durch die elektrische Kraft $X\varepsilon$ ersetzt werden. Wird $X = 1$, so geht ω in die Beweglichkeit u über. Also

$$u = \frac{\varepsilon}{6 \pi \eta r}. \quad 8)$$

Es ergibt sich dann aus 6) und 8):

$$u = \frac{1}{6 \pi \eta} \sqrt{\frac{12 \pi \sigma \varepsilon^2 R T}{(K-1) n}}, \quad 9)$$

worin die Beweglichkeit u in lauter bekannten Größen ausgedrückt ist.

Wir wollen diese Formel auf Anilin, das den Vorzug hat, chemisch definiert zu sein und einen großen Reibungskoeffizienten zu haben, anwenden. Hier ist bei 20°:

$$\eta = 0,4467$$

$$\sigma = 1,04$$

$$K = 7,316.$$

Werden diese Werte in Gleichung 9) eingesetzt, so ergibt sich $u = 1,7 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cm}}{\text{Sek.}} \sqrt{\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}}$. Man kann also erwarten, daß die Ionenbeweglichkeit bei Vaselineöl, das einen viel größeren Reibungskoeffizienten besitzt als Anilin, von der Größenordnung $10^{-7} \frac{\text{cm}}{\text{Sek.}} \sqrt{\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}}$ ist.

§ 4. Es fragt sich nun, ob die STOKESSche Formel ohne Korrektion auf diese trägen Ionen anwendbar ist. Obwohl es sich hier um sehr große Ionen handelt, sind sie immerhin noch als sehr kleine Teilchen zu betrachten. Für Anilin berechnet sich z. B. der Radius nach Gleichung 6) zu $10,9 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$.

Die STOKESSche Formel kann auf Kugeln angewendet werden, deren Radius kleiner ist als 10^{-2} cm. Andererseits aber ist die Größe der Kugeln auch nach unten begrenzt. Die untere Grenze bestimmt sich aus dem Gleitungskoeffizienten, d. h. dem Verhältnis des Koeffizienten η der inneren Reibung zu dem Koeffizienten μ der äußeren Reibung.

Nach LAMB lautet die STOKESSche Formel in korrigierter Form:

$$P = 6\pi\eta r\omega \frac{1 + 4\frac{\eta}{\mu r} + 6\left(\frac{\eta}{\mu r}\right)^2}{1 + \left(\frac{3\eta}{\mu r}\right)^2}. \quad 10)$$

Da auch diese Formel nur eine Annäherung darstellt, gibt REINGANUM¹⁾ der korrigierten Formel die Form:

$$P = 6\pi\eta\omega\left(r - 2\frac{\eta}{\mu}\right) \quad 11)$$

und findet aus kinetischen Betrachtungen

$$P = 6\pi\eta\omega(r - 0,71\lambda), \quad 12)$$

wobei λ die mittlere freie Weglänge ist. Der Gleitungskoeffizient $\frac{\eta}{\mu}$ ist der mittleren freien Weglänge der Moleküle proportional und nahezu gleich derselben²⁾. Nun ist nach RIECKE³⁾ die mittlere freie Weglänge der Moleküle in Flüssigkeiten klein im Vergleich zu dem Moleküldurchmesser, so daß die oben angegebene Korrektur sich als unnötig erweist⁴⁾. Wird aber die Gleichung 9) auf Hexan, dessen Ionenbeweglichkeit bekannt ist, angewendet, so ergibt sich die Beweglichkeit, berechnet nach Gleichung 9), zu $3,7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{Sek.}} \sqrt{\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}}$. Dagegen ist nach der experimentellen Bestimmung von JAFFÉ⁵⁾ das arithmetische Mittel der Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen als $5,1 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{Sek.}} \sqrt{\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}}$ anzunehmen.

¹⁾ REINGANUM, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 1025, 1910.

²⁾ O. E. MEYER, Kinetische Theorie der Gase, S. 211 u. 212.

³⁾ E. RIECKE, ZS. f. phys. Chem. 6, 564, 1891.

⁴⁾ Vgl. REINGANUM, l. c., S. 1028.

⁵⁾ G. JAFFÉ, Ann. d. Phys. (4) 32, 160, 1910.

Diese Abweichung ist zu groß, als daß sie auf die eventuellen Versuchsfehler der Beobachtungsmethode, die bei der Bestimmung der Beweglichkeiten benutzt wurde, zurückgeführt werden könnte. Es muß aber auch erwähnt werden, daß die nach 9) bestimmte Beweglichkeit wesentlich durch den Wert des Koeffizienten η der inneren Reibung beeinflußt wird. Ein genauer Wert von η macht sich also erforderlich.

Ob sich die Diskrepanz durch Versuchsfehler in der experimentellen Bestimmung der hier in Betracht kommenden Größen erklärt, oder ob es sich um eine wirkliche Ungültigkeit der STOKESschen Formel in dem betreffenden Gebiete handelt, darf vorläufig dahingestellt bleiben. Eine bessere Übereinstimmung ist jedenfalls bei Medien mit großem Molekulargewicht und großer Dielektrizitätskonstante zu erwarten, da hier die Ionen um so größer sind.

Im Falle solcher Medien dürfte also die Formel 9), die eine direkte Berechnung der Ionenbeweglichkeit und demgemäß auch des Wiedervereinigungskoeffizienten zuläßt, brauchbare Resultate liefern.

Dresden, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule, im Februar 1913.

Verhandlungen der **Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

15. März 1918.

Nr. 5.

Sitzung vom 7. März 1918.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. P. Pringsheim spricht
über den normalen und den selektiven Photoeffekt,
bezogen auf absorbiertes Licht,
nach gemeinsam mit Hrn. R. POHL angestellten Versuchen.

Weiter berichtet Hr. F. Eckert
über anomale Dispersion im Gebiete kurzer elektrischer
Wellen.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft
sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

A. Wehnelt: Disruptive Entladungen beim Zusammen-
treffen geschichteter positiver Lichtsäulen.

H. J. van der Bijl u. G. Szivessy: Über das Absorptions-
vermögen im elektrischen Felde.

E. Hupka und W. Steinhaus: 1. Erzeugung von Inter-
ferenzstreifen durch Röntgenstrahlen.

2. Beitrag zur Kenntnis der Natur der Röntgen-
strahlen.

R. Pohl und P. Pringsheim: Der selektive Photoeffekt, bezogen auf absorbierte Lichtenergie.

G. Szivessy: Über einen SOLEIL-BABINETschen Kompensator mit Halbschatteneinstellung.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. H. J. VAN DER BIJL, Dresden-A., Christiansstraße 39.

(Vorgeschlagen durch Hrn. G. SZIVESSY.)

Hr. cand. phil. HUGO STAUTMEISTER, Berlin SW 29, Mariendorferstraße 14.

(Vorgeschlagen durch Hrn. A. MEYER.)

Hr. Dr. RUDOLF HASE, Hannover, Josephstraße 26.

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. WIEDEMANN.)

Hr. Prof. Dr. P. DEBYE, Utrecht (Holland), Maliebaan 78 B.

(Vorgeschlagen durch Hrn. A. SOMMERFELD.)

Zahlungen für die Deutsche Physikalische Gesellschaft werden an das Postscheckkonto des Hrn. Prof. Dr. E. JAHNKE, Postscheckamt Berlin Nr. 13 434 erbeten.

***Über die lichtelektrische Elektronenemission des Ca;
von R. Pohl und P. Pringsheim.***

(Eingegangen am 16. Februar 1913.)

Zur Auffindung von weiteren selektiven lichtelektrischen Effekten außerhalb der Alkaligruppe haben wir zunächst als diesen am meisten verwandt die alkalischen Erden untersucht; die am Mg und Al gefundenen Resultate haben wir bereits in einer früheren Mitteilung¹⁾ publiziert, es damals jedoch ausdrücklich offen gelassen, ob die an diesen Metallen im Zustande ihrer größten Empfindlichkeit auftretenden Maxima bei etwa $260\ \mu\mu$ als Resonanzeffekte im Sinne des an den Alkalimetallen nachgewiesenen selektiven Photoeffektes anzusprechen sind. Ähnliche Verhältnisse hatten wir schon damals am Ca gefunden, dieselben jedoch noch nicht veröffentlicht, sondern weiter untersucht, weil hier die Dinge noch komplizierter zu liegen schienen, und wir überdies hoffen konnten, gerade hier die Frage nach dem Vorhandensein eines selektiven Effektes beantworten zu können, indem man einerseits im Gegensatz zum Mg aus Ca durch Destillation sehr gute Spiegel herstellen kann, andererseits das in Betracht kommende Spektralgebiet viel weiter gegen lange Wellen zu liegt, (zwischen 300 und $400\ \mu\mu$) als bei Al.

Das Metall wurde nach dem wiederholt von uns angewandten Verfahren aus elektrolytisch gewonnenem metallischen Calcium im Vakuum destilliert und auf der zur Bestrahlung bestimmten Fläche niedergeschlagen. Als solche benutzten wir entweder matte Platinbleche oder polierte Glasplatten von 18 mm Durchmesser, die als Boden an ein wassergekühltes Glasrohr angeschmolzen waren, und sich im Zentrum einer 15 cm weiten Kugel befanden, oder rechteckige Glasplatten von $24 \times 47\text{ mm}$ mit einer polierten und einer mattierten Oberfläche, die in eine Kugel von 21 cm Durchmesser magnetisch drehbar eingesetzt waren, so daß der Einfallswinkel des Lichtes beliebig verändert werden konnte. Die Innenwand der Kugel war in diesem Falle mattiert, damit auf sie

¹⁾ R. POHL und P. PRINGSHEIM, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 14, 546, 1912.

auffallendes Licht diffus zerstreut und möglichst vollständig absorbiert wurde, ohne daß ein merklicher Teil auf den drehbaren Spiegel zurückreflektiert wurde. Zum Eintritt des Lichtes diente ein Flanschstutzen von 24 mm Durchmesser mit amorphem Quarzfenster, das durch eine magnetisch bewegliche Glasschutzklappe vor dem Dampf des destillierenden Metalles geschützt wurde. Alle Kittungen haben wir wie stets mit weißem Siegelack ausgeführt, während Hahnfettdämpfe dem Apparat durch Zwischenschaltung eines mit flüssiger Luft gekühlten U-Rohres ständig ferngehalten wurden. Wegen der optischen Einrichtung unseres Apparates verweisen wir auf unsere früheren Mitteilungen, nur sei noch besonders erwähnt, daß wir alle Messungen bei ständig laufender GAEDEScher Quecksilberpumpe ausgeführt haben, um nach Möglichkeit absolute Werte für die Elektronenzahl allein ohne Stoßionisation zu erhalten. Durch einen einfachen Umschalter konnte entweder der isoliert eingeführte Spiegel oder der Beschlag auf der Kugel an das Elektrometer bzw. die zur Beschleunigung dienende Hochspannung von 400 Volt angeschlossen werden¹⁾.

In allen Fällen, ob die Unterlage poliert und der Metallbeschlag infolgedessen hochglanzspiegelnd war, oder aber infolge vorhergehender Mattierung der Unterlage das Ca kleinkristallinische Struktur aufwies, sowohl für die innere Elektrode als für die Kugelwand bestätigte sich stets unser früher an Mg und Al gefundenes Resultat, das inzwischen von SIMON WERNER²⁾ auch für eine Reihe edler Metalle erhalten wurde: die Empfindlichkeit schnitt anfänglich bei einer relativ kurzen Wellenlänge ($\lambda \sim 405 \mu\mu$) ab, bei längerem Stehen im Vakuum unter dauerndem Pumpen hingegen verschob sich die langwellige Grenze der Elektronenemission, so daß einige der Metallflächen bis ans Ultrarot erregbar wurden. Die Fig. 1 und Tabelle I geben eins aus vielen Beispielen. Die auf einem Glasspiegel niedergeschlagene Ca-Fläche ist 30 Minuten nach Beendigung der Destillation bei $546 \mu\mu$ gerade merklich erregbar, nach zwei Stunden ist bereits bei $700 \mu\mu$ (Dunkelkammerlampe) eine erhebliche

¹⁾ In jedem Fall wurde die Sättigung kontrolliert, die schon bei bedeutend niedrigeren Spannungen erreicht ist.

²⁾ SIMON WERNER, Arkiv för Matematik, Astronomie och Fysik 8, Nr. 27. Upsala 1912.

Tabelle I.

Wellen- länge $\mu\mu$	Gesamtladung der von 1 cal auffallender Lichtenergie ausgesandten Elektronen ($\varphi = 60^\circ$)				
	Alter der Metallfläche				
	30 Min. Coul./cal	2 $\frac{1}{2}$ Stdn. Coul./cal	45 Stdn. Coul./cal	70 Stdn. Coul./cal	120 Stdn. Coul./cal
700	—	> 0	—	—	—
546	> 0	$4,12 \cdot 10^{-4}$	$1,28 \cdot 10^{-4}$	$0,78 \cdot 10^{-4}$	$0,24 \cdot 10^{-4}$
436	$14,7 \cdot 10^{-4}$	25,7	10,6	7,18	3,56
405	28,0	34,5	12,6	9,05	4,92
365	39	42,6	14,1	10,3	6,54
313	52	35,5	11,8	9,1	6,42
254	65,3	29,6	11,9	8,26	6,13
250	75,3	30,4	—	8,2	6,64
Nr.	3132—3140	3146—3156	3183—3192	3193—3200	3201—3207

Emission nachzuweisen und in diesem Zustand bleibt die Fläche über viele Stunden stationär. Langsam im Verlauf von Tagen sinkt dann die Zahl der Elektronen pro Einheit der Lichtenergie. Die Calciumfläche verdirbt allmählich, obwohl zwischen ihr und dem nächsten gefetteten Hahn dauernd flüssige Luft eingeschaltet bleibt, weil die Metallteile des Destillierofens und der Spiegeldrehvorrichtung Gas abgeben (über Nacht einige Tausendstel Millimeter Hg) und nach und nach mehr Oberflächenelemente des Ca oxydieren und von der Elektronenemission ausschalten. Doch bleibt die Form der Kurven erhalten, wie die Fig. 2 für eine Fläche 45 Stunden, 70 Stunden und 120 Stunden nach ihrer Herstellung zeigt. Die entsprechenden Zahlen sind in den drei letzten Spalten der Tabelle 1 gegeben. Welch physikalischer Vorgang der Verschiebung der langwelligen Empfindlichkeitsgrenze unmittelbar nach der Destillation des Metalles zugrunde liegt, wissen wir noch immer nicht zu sagen. Bemerkenswert erscheint uns, daß zuweilen am Ca das Vorrücken der langwelligen Grenze mit einem Rückgang der absoluten Empfindlichkeit im kurzwelligen Spektralgebiet verknüpft ist. Wir haben früher am Mg und Al durch Einlassen und Wiederabpumpen von Luft zu zeigen gesucht, daß oberflächliche Gashäute auf dem Metall die Verschiebung der Empfindlichkeitsgrenze verursachen. Herr SIMON WERNER hat dieses Resultat für den Fall des Pt be-

stätigen können. Auch wird diese Auffassung neuerdings dadurch gestützt, daß wir stets von Anfang an das Calcium im Zustande höchster Empfindlichkeit erhielten, wenn wir während des Destil-

Fig. 1.

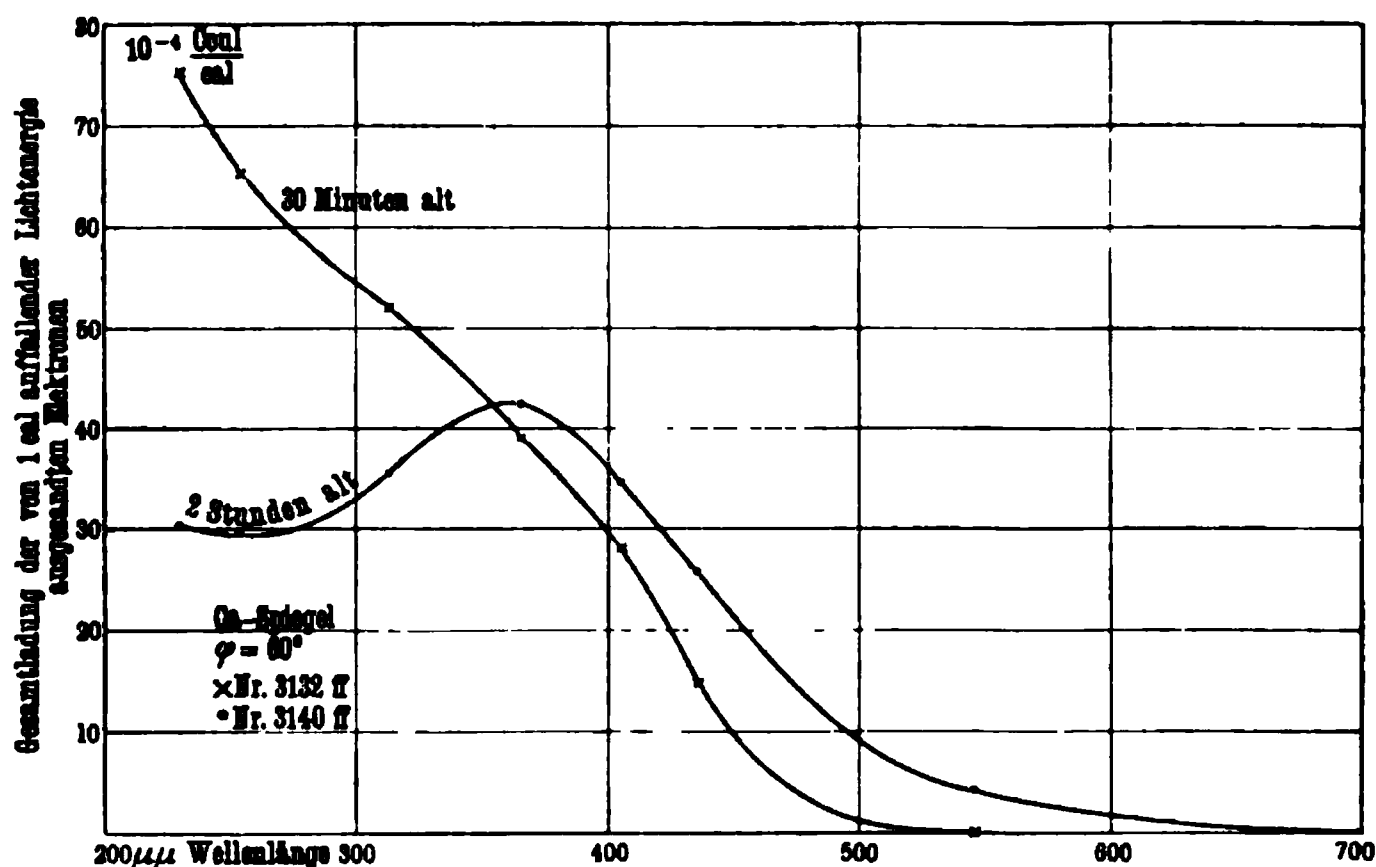
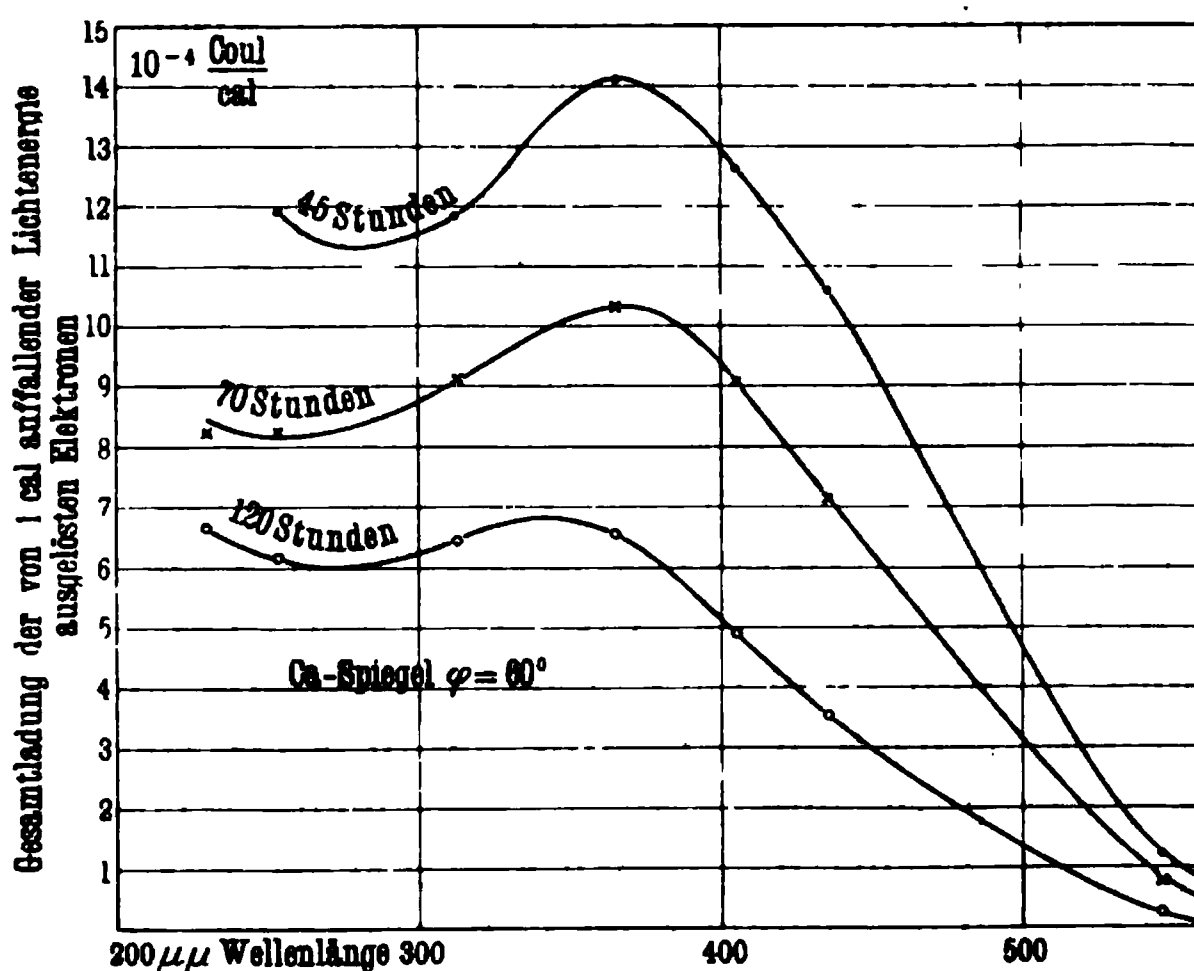


Fig. 2.



lierens mit einer schnell saugenden GAEDESchen Molekularpumpe arbeiteten. Sobald wir quantitativ reproduzierbare Angaben machen können, kommen wir auf diesen Einfluß von Gashäuten auf die Grenze und die Verteilung der Elektronenemission zurück,

zumal Versuche von Herrn HALLWACHS¹⁾ und ältere Arbeiten, die bei hohem Gasdruck ausgeführt sind, hier interessante Anknüpfungspunkte ergeben.

Tabelle II.

Wellenlänge $\mu\mu$	Gesamtladung der von 1 cal auffallender Lichtenergie ausgesandten Elektronen ($\varphi = 60^\circ$)	
	Der elektrische Lichtvektor schwingt	
	Einfallsebene Coul./cal	⊥ Einfallsebene Coul./cal
546	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$
434	34,4	17,1
405	46	23,2
365	52,8	32,4
313	40,4	30,6
254	32	27,4
230	32,6	28,6
Nr.	3157—3168	

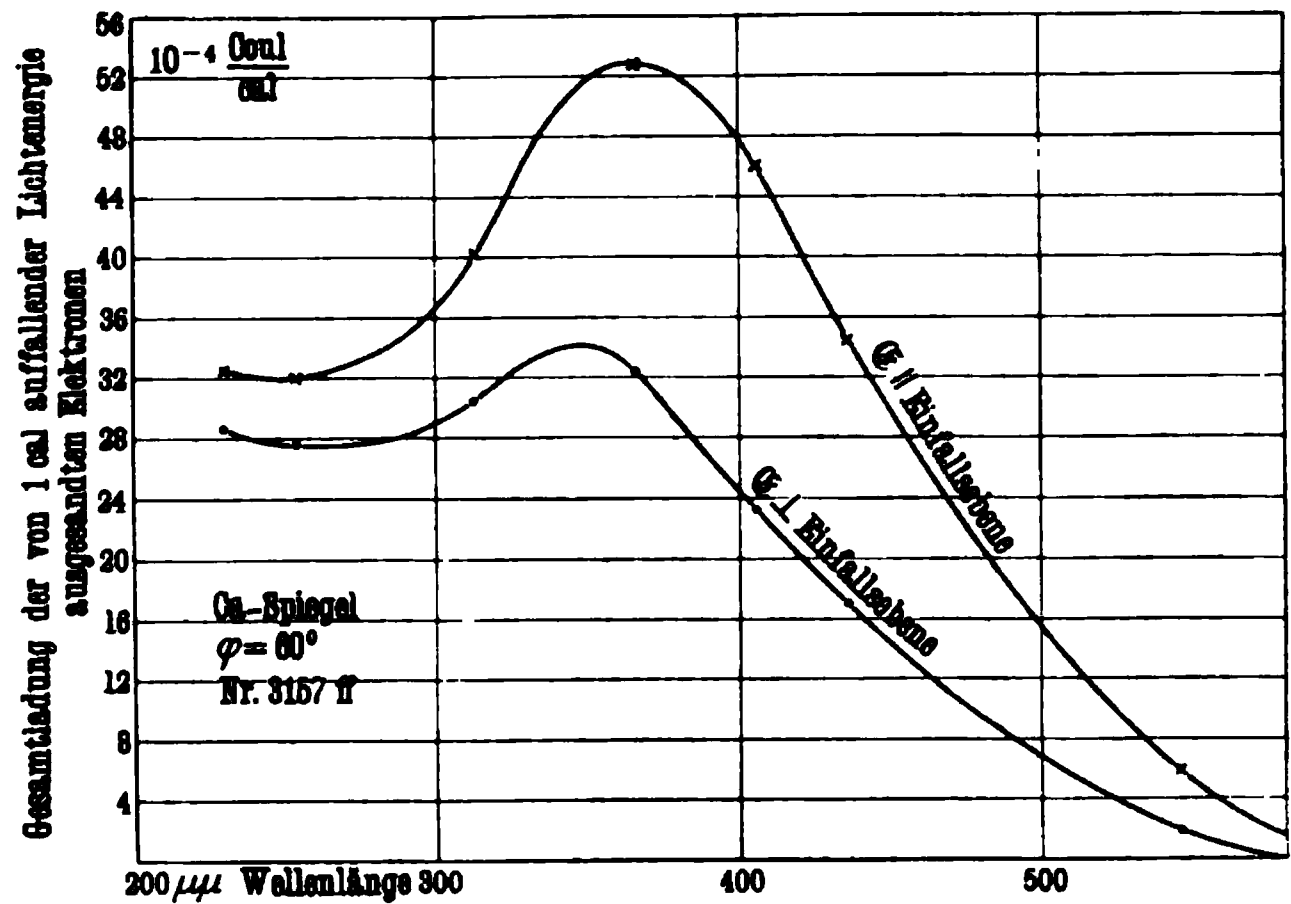
Wir wenden uns nunmehr zur Diskussion des mehr oder minder ausgeprägten Maximums, das wir am Ca zwischen 300 und 400 $\mu\mu$ beobachten. Falls es sich hier um das Resonanzphänomen des selektiven Photoeffektes handelt, müssen die Elektronen in dem fraglichen Spektralgebiet dem elektrischen Vektor folgen, und das Maximum darf bei schräger Inzidenz des Lichtes nur dann auftreten, wenn der elektrische Lichtvektor parallel zur Einfallsebene schwingt. Das ist nun beim Ca durchaus nicht der Fall. Die Tabelle II und Fig. 3 geben als Beispiel die Zahl zweier Meßreihen in polarisiertem Licht für einen Einfallswinkel von 60° . Daß eine Kalorie Lichtenergie mehr Elektronen auslöst, wenn der elektrische Vektor in der Einfallsebene schwingt als senkrecht dazu, ist notwendig, weil die Elektronenzahl hier auf auffallende Lichtenergie bezogen ist und im ersteren Falle mehr Licht absorbiert wird. Aber das Maximum verschwindet keineswegs, wenn das Licht in der Einfallsebene polarisiert ist, der elektrische Vektor also senkrecht zu ihr schwingt. Folglich dürfen wir nicht die Existenz eines selektiven Effektes annehmen, da wir nach dem Folgenden von dem Einwand absehen dürfen, die

¹⁾ W. HALLWACHS, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 14, 634, 1912.

Spiegelfläche sei so schlecht, daß die Einfallsebene nicht definiert sei.

Da sich die Zahl bzw. Ladung der Elektronen in den Figuren 1 bis 3 auf 1 Cal auffallende Lichtenergie beziehen, so bietet sich nunmehr als nächste Erklärung die Annahme, die Maxima seien dadurch vorgetäuscht, daß zwischen 300 und 400 $\mu\mu$ ein besonders großer Teil des auffallenden Lichtes auch absorbiert werde. Doch führt diese Vorstellung gleichfalls nicht zum Ziel.

Fig. 3.



Das Maximum tritt nämlich noch schärfer hervor, wenn man den Kurven statt einer Kalorie auffallende eine Kalorie absorbierte Lichtenergie zugrunde legt, d. h. die bestrahlte Ca-Fläche die etwa 2000 qcm große Innenfläche eines schwarzen Körpers¹⁾ bilden läßt, der bis auf wenige Prozent alles auffallende Licht absorbiert;

Tabelle III (Nr. 3375—3383). Ca als „schwarzer Körper“.

Wellenlänge	546	436	405	365	313	254	280 $\mu\mu$
Gesamtladung der von 1 cal absorbierter Lichtenergie ausgesandten Elektronen	0,252 . 10 ⁻⁴	12,8	17,8	22,4	17,7	13,5	13,1 Coul./cal

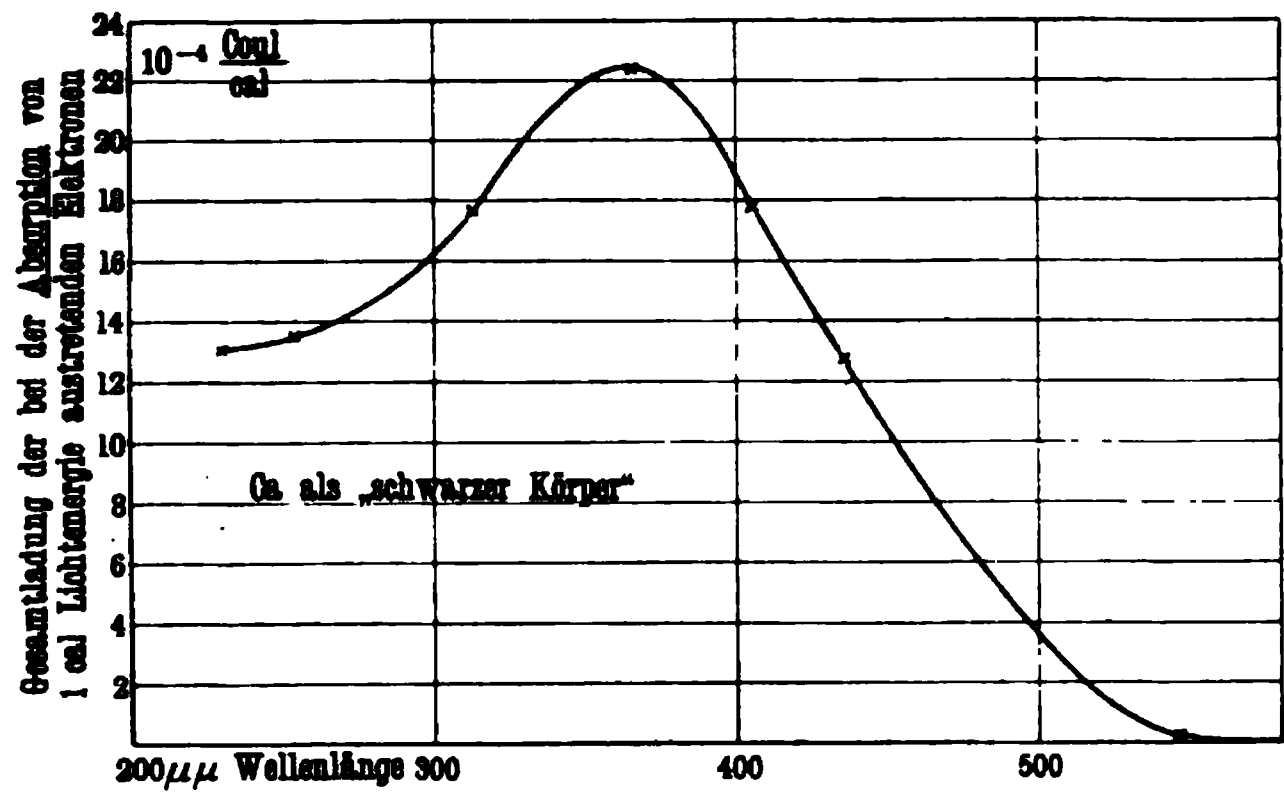
¹⁾ Diesen Kunstgriff hat bereits Herr S. WERNER für den normalen Photoeffekt des Platins angewendet und loc. cit. beschrieben.

Tabelle IV. Calciumspiegel in mattierter Hohlkugel.

Wellenlänge	Das auffallende Licht erzeugt am Spiegel pro Kalorie	Das vom Spiegel auf die Kugelwand reflektierte Licht erzeugt pro Kalorie	Durch Addition der beiden vorhergehenden Spalten ergibt sich als Ladung für 1 cal absorbierte Lichtenergie	Das direkt auf die Wand fallende Licht erzeugt pro Kalorie absorbiertes Lichtenergie	Berechnetes optisches Reflexionsvermögen
$\mu\mu$	Coul.	Coul.	Coul.	Coul.	Proz.
546	$0,03 \cdot 10^{-4}$	$0,51 \cdot 10^{-4}$	$0,54 \cdot 10^{-4}$	$0,59 \cdot 10^{-4}$	91
436	2,80	4,8	7,6	7,6	63
405	3,96	6,1	10,1	10,6	59
365	6,20	7,1	13,3	13,5	53
313	8,25	6,3	14,6	14,7	43
254	11,1	2,75	13,9	14,3	19,5
230	—	1,81	—	15,0	12,5
Nr.	3157—3171	3157—3171	—	3172—3180	—

Tabelle III und Fig. 4 geben ein Beispiel. Die dann folgende Tabelle IV und ihre graphische Darstellung in Fig. 5 zeigen, wie

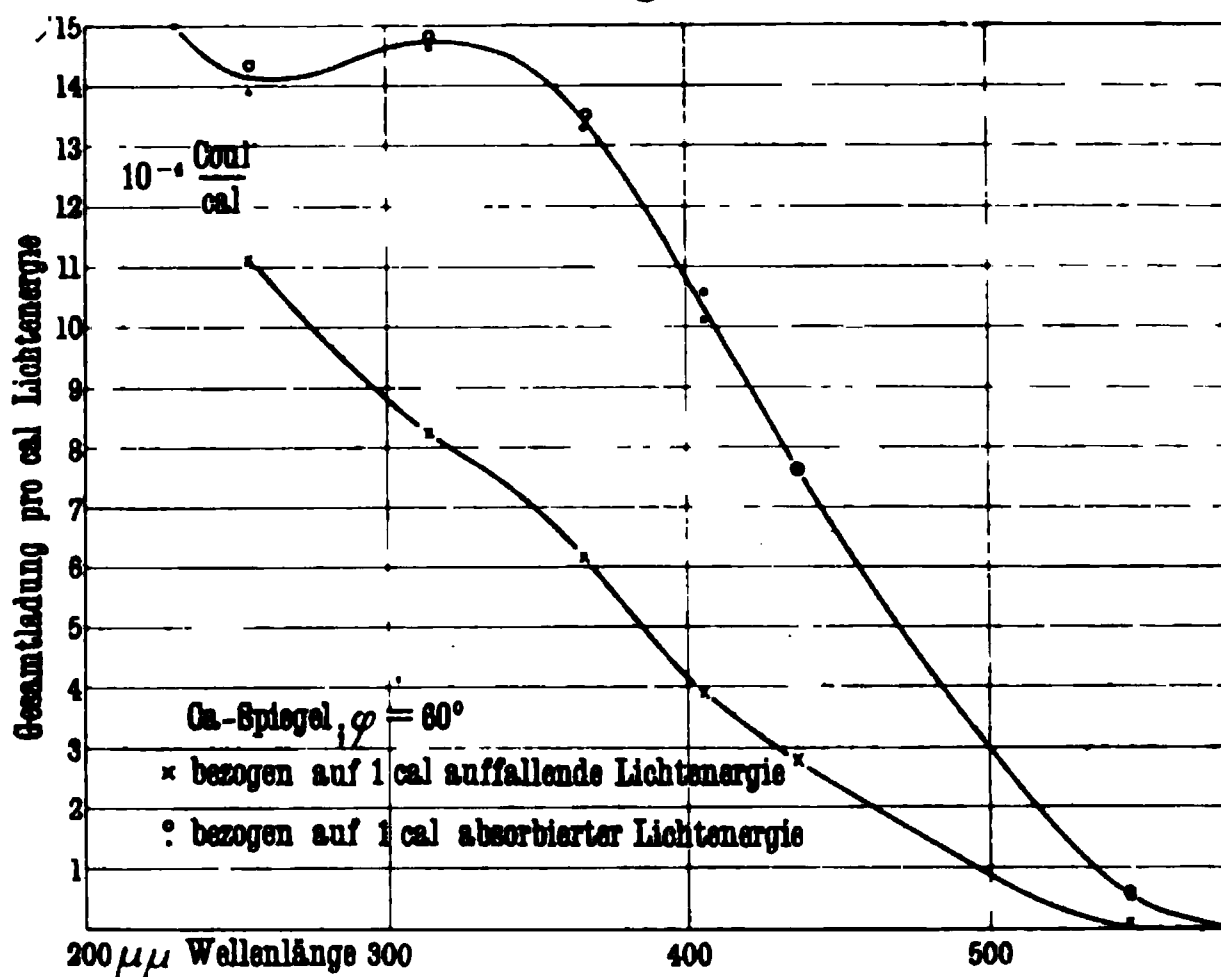
Fig. 4.



selbst bei solchen Metallflächen, die im auffallenden Lichte das Maximum nur in schwacher Andeutung zeigen, ein deutliches Maximum hervortritt, sobald man statt der auffallenden die absorbierte Lichtenergie zugrunde legt. Dabei ist die auf absorbierte Energie bezogene Kurve auf zwei verschiedene Arten gewonnen. Einmal fällt das Licht direkt auf die matte Innenfläche der Kugel in der Richtung des Pfeiles 1 (Fig. 6) und liefert

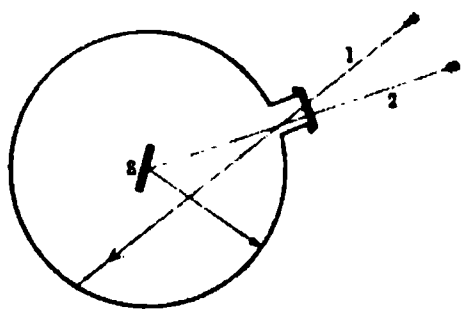
den Photostrom, der von der Kugelwand zum drehbaren Spiegel *S* hinüberfließt. Das andere Mal geht das Licht im Strahlengang 2 der Figur, d. h. es fällt erst auf den Spiegel und dann auf die Wand. Es wird sowohl der Strom gemessen, der vom Spiegel zur Wand, wie derjenige, der von der Wand zum Spiegel fließt,

Fig. 5.



und die Summe beider Ströme ergibt dann die Empfindlichkeitskurve, bezogen auf absorbierte Energie, deren Zahlen in der 3. Kolumne der Tabelle IV zusammengestellt und in der Kurve 6 mit Kreisen eingezeichnet sind. Die Übereinstimmung beider Methoden ist befriedigend und wieder ergibt sich mit Sicherheit,

Fig. 6.

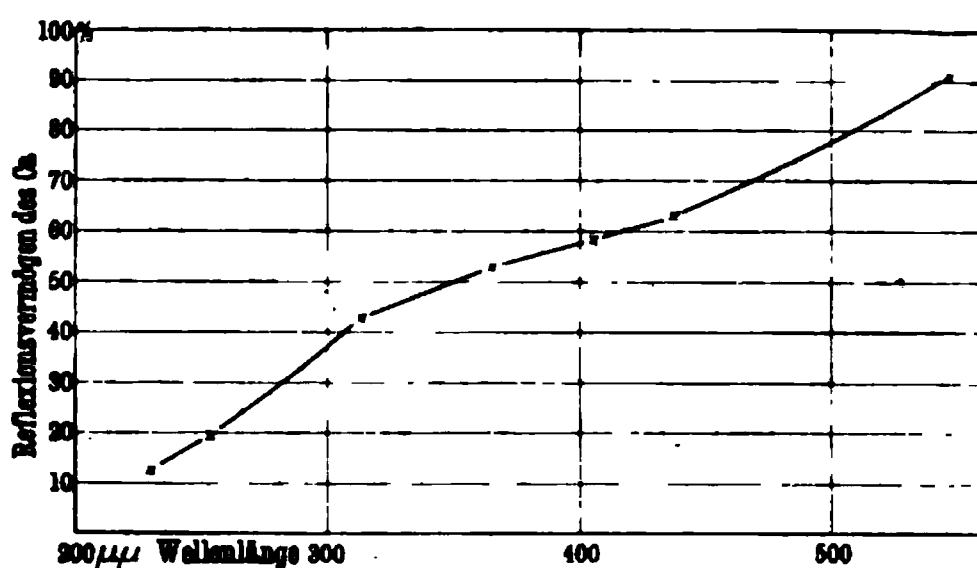


daß ein Maximum am Ca auch dann vorhanden ist, wenn man statt der auffallenden die absorbierte Energie zugrunde legt.

Aus einem Vergleich der Zahlen im auffallenden und im absorbierten Licht ergibt sich weiter, daß das optische Reflektionsvermögen des Ca beim Übergang zu höheren Frequenzen außerordentlich stark abnimmt, etwa nach Art der Fig. 7. Sie ist aus den Zahlen der Tabelle IV berechnet und kann, wie ein Vergleich mit weiteren hier nicht mitgeteilten Werten zeigt, nur als erste qualitative Annäherung gelten, während quantitative richtige Zahlen erst später in anderem Zusammenhang gebracht

werden können. Das Gebiet maximaler lichtelektrischer Empfindlichkeit tritt im Gange des optischen Reflektionsvermögens nicht besonders hervor, aber der starke, stetige Abfall desselben genügt vielleicht schon, um die beobachtete Empfindlichkeitsverteilung zu erklären: je kleiner das Reflektionsvermögen ist, desto tiefer dringt das Licht in das Metall ein und desto kleiner ist die Zahl der vom Lichte angeregten Elektronen, die aus der Metalloberfläche austreten kann. So wäre eine Abnahme der Emission zum Ultraviolett hin zu erwarten, bis die mit wachsender Frequenz ansteigende Anfangsgeschwindigkeit die Elektronen befähigt, auch aus größeren Schichttiefen heraus die Metalloberfläche zu verlassen¹⁾. Dann wäre also das Maximum der lichtelektrischen Empfindlichkeit durch

Fig. 7.



stecken bleiben. Die wahre Kurve der lichtelektrischen Empfindlichkeitsverteilung ergäbe die Absorption des Lichtes in einer so dünnen Metallschicht, daß die Absorption der Elektronen in dieser Schicht nicht mehr in Betracht käme. Diesem Grenzfall können wir uns nähern, wenn wir zu möglichst großen Einfallswinkeln des Lichtes übergehen, und wir haben zu erwarten, daß das Maximum oder auch das ihm folgende Minimum bei senkrechter Inzidenz

¹⁾ Zur genauen Diskussion dieser Frage wäre natürlich die Kenntnis der Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen notwendig, doch liegt hierüber brauchbares Material leider noch nicht vor. Die einzigen existierenden Messungen von HUGHES (Phil. Trans. Proc. Soc. London, Ser. A., 212, 205, 1912) sind zwar an im Vakuum destillierten Ca-Oberflächen ausgeführt, die jedoch stets erst bei $\lambda = 313 \mu\mu$, in einem einzigen Fall bei $\lambda = 365 \mu\mu$, eben erregbar waren, während bei unseren Versuchen die lichtelektrische Empfindlichkeit des Ca immer bis ins Sichtbare reicht, so daß nach unserer Meinung das von Herrn HUGHES untersuchte Metall sicher nicht den für diese diffizilen Messungen notwendigen Grad von Sauberkeit besaß.

Tabelle V.

Wellenlänge $\mu\mu$	Gesamtladung der Elektronen pro Kalorie auffallender Lichtenergie		
	\perp Inzidenz, $\varphi = 0^\circ$ Coul./cal	$\varphi = 45^\circ$ Coul./cal	$\varphi = 70^\circ$ Coul./cal
436	20,0 · 10 ⁻⁴	29,4 · 10 ⁻⁴	31
405	18,8	26,2	25,7
365	18,6	20,5	16,8
313	14,4	14,5	10,8
254	4,02	5,86	3,84
230	1,35	1,52	0,93
Nr.	3573—3578	3579—3584	3567—3572

am schärfsten heraustritt, bei streifender Inzidenz hingegen verschwindet. Das ist auch wirklich der Fall. Die Tabelle V gibt für den gleichen Ca-Spiegel die Zahl der Elektronen, die pro Kalorie auffallender Lichtenergie das Metall bei senkrechter und bei schräger Inzidenz verlassen. In der Tat ist im zweiten Falle die Zahl der Elektronen im Ultravioletten so erheblich größer, daß das Maximum bei $\varphi = 45^\circ$ nur noch wenig und bei $\varphi = 70^\circ$ praktisch gar nicht mehr vorhanden ist, so daß bei 70° der normale Effekt den an allen anderen bisher untersuchten Metallen beobachteten kontinuierlichen Anstieg in Richtung höherer Frequenzen aufweist. Daß oberhalb $\lambda = 300 \mu\mu$ die Ausbeute an Elektronen für $\varphi = 45^\circ$ größer, für $\varphi = 70^\circ$ kleiner ist als die bei senkrechter Inzidenz, liegt daran, daß die Lichtabsorption bei mittleren Einfallswinkeln ein flaches Maximum erreicht und bei großen Einfallswinkeln stark zurückgeht, wie wir früher auch lichtelektrisch an der normalen Elektronenemission des Pt zeigen konnten¹⁾. Auf der anderen Seite dürfte es ausgeschlossen sein, daß die bei $\varphi = 70^\circ$ auftretende Zunahme der Emission bei $\lambda = 230 \mu\mu$ gegenüber $\varphi = 0^\circ$ allein durch etwa 50 Proz. Vergrößerung in der Absorption des auffallenden Lichtes verursacht wird. Von einer gleichzeitigen Bestimmung der Lichtabsorption haben wir abgesehen, um nicht noch weitere nur qualitativ richtige Zahlen für das Reflektionsvermögen des Ca anzugeben, auf das wir, wie erwähnt, demnächst ausführlich zurückkommen werden.

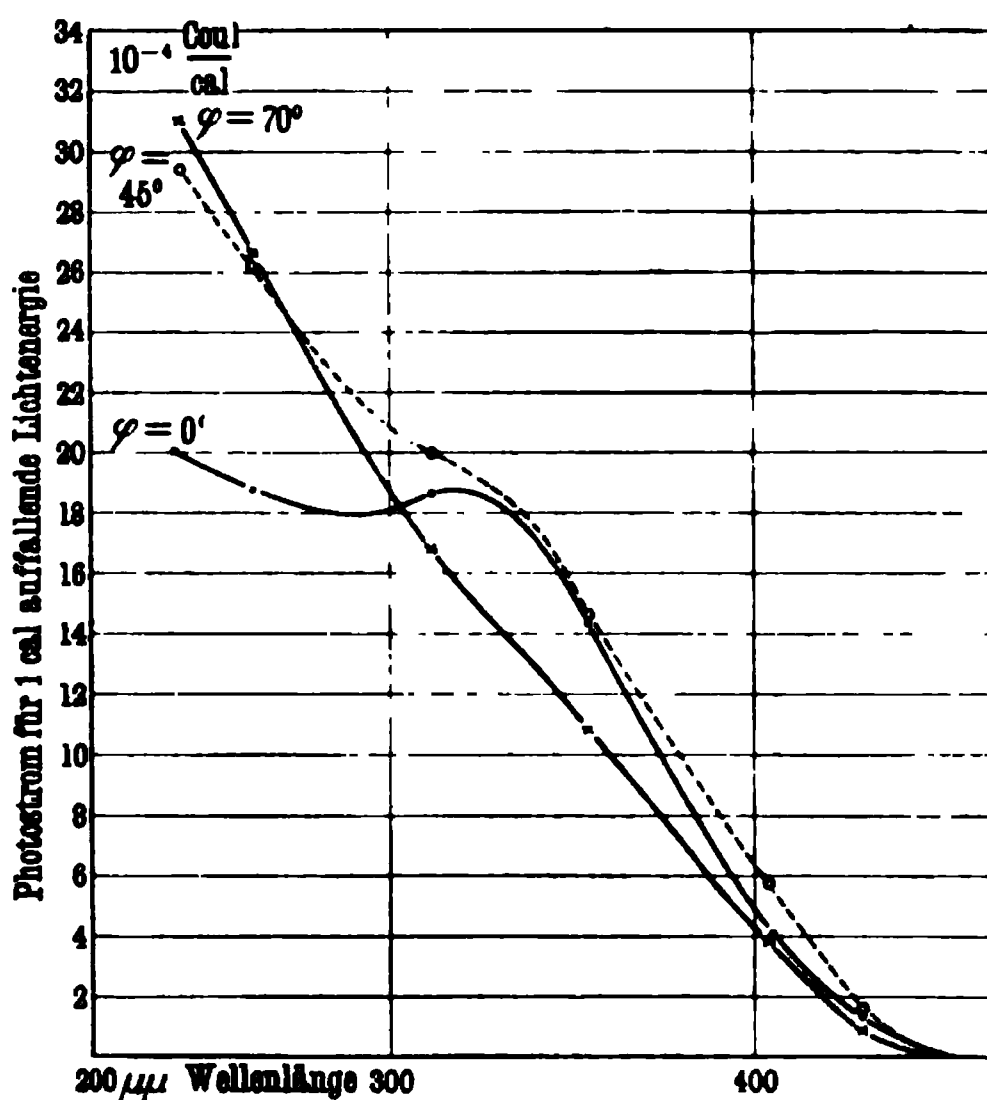
¹⁾ R. POHL, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 11, 339, 1909, Tabelle 9.

Auf jeden Fall zeigen die Zahlen der Tabelle V und Fig. 8, daß wir das Maximum des Ca nicht mit dem Resonanzmaximum des selektiven Photoeffekts identifizieren dürfen; denn während das letztere in Anbetracht der charakteristischen Eigenschaft, daß hier die Elektronen dem elektrischen Vektor folgen, nur bei schräger Inzidenz zu beobachten sein kann und bei $\varphi = 0^\circ$ verschwinden muß, tritt im Gegenteil das Maximum am Ca desto steiler hervor, je kleiner der Einfallswinkel ist und ist bei streifen-

der Inzidenz kaum noch bemerkbar. Aus der somit bewiesenen Tatsache, daß unter Umständen auch der normale Photoeffekt bei bestimmten Wellenlängen Maxima der lichtelektrischen Elektronenemission aufweist, folgt, daß es nicht mehr, wie wir früher glaubten, erlaubt ist, ohne weiteres aus dem Vorhandensein eines solchen Maximums auf die Existenz einer selektiven Resonanz zu schließen, selbst wenn dies Maximum unter Zugrundelegung der absorbierten Lichtenergie auftritt; unter diesen Umständen kann

es nicht mehr als sicher gelten, daß das an gepulvertem Ba mit etwas Hg-Zusatz beobachtete Maximum der Empfindlichkeit¹⁾ wirklich einem selektiven Effekt angehört, wenngleich auch bisher noch kein Grund dagegen spricht. Die definitive Entscheidung ist uns wegen der Schwierigkeit, Spiegel oder auch nur kohärente Flächen aus metallischem Ba herzustellen, bisher nicht gelungen.

Fig. 8.



¹⁾ R. POHL und P. PRINGSHEIM, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 18, 474, 1911.

Zusammenfassung:

1. Ca besitzt in dem Wellenlängenintervall von 230 bis 700 $\mu\mu$ eine normale lichtelektrische Elektronenemission, d. h. die Zahl der von der Einheit absorbiierter Lichtenergie ausgesandten Elektronen ist von der Orientierung des elektrischen Lichtvektors unabhängig.

2. Die Kurve, welche die Zahl der pro Kalorie Lichtenergie austretenden Elektronen als Funktion der Wellenlänge darstellt, besitzt zwischen 300 und 400 $\mu\mu$ ein Maximum, das besonders deutlich hervortritt, wenn man der Rechnung nicht die auffallende, sondern die absorbierte Lichtenergie zugrunde legt.

3. Das Maximum tritt bei gleicher Lichtabsorption um so schärfer hervor, je kleiner der Einfallswinkel des Lichtes ist. Bei streifender Inzidenz ergibt sich ein gleichmäßiger Anstieg in Richtung höherer Frequenzen. Der Einfluß des Einfallswinkels ist also genau umgekehrt als im Falle des Resonanzphänomens, das wir als „selektiven Photoeffekt“ bezeichnen.

4. Der Grund dieses bei kleinen Einfallswinkeln auftretenden Maximums liegt u. E. darin, daß im Ultraviolett, wo das Licht tief in das dort schlecht reflektierende Ca eindringt, nur ein kleiner Teil der ausgelösten Elektronen das Metall verlassen kann, während bei streifender Inzidenz, d. h. bei Absorption des Lichtes in einer relativ dünnen Schicht, die Mehrzahl der vom Lichte angeregten Elektronen aus der Oberfläche des Metalls zu entweichen vermag.

Ein Teil der benutzten Apparate wurde aus Mitteln beschafft, die wir der Kgl. preußischen Akademie der Wissenschaft und der Jagorstiftung in Berlin verdanken.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, Februar 1913.

**Über wandernde Lichtbögen
(Hörnerblitzableiter) und verwandte Erscheinungen;
von H. Greinacher.**

(Eingegangen am 18. Februar 1913.)

Die Wirkungsweise des Hörnerblitzableiters wird allgemein so erklärt, daß der an der engsten Stelle gezündete Lichtbogen hauptsächlich durch die heiße Luft nach oben getrieben wird und schließlich an den Hörnern eine solche Länge erreicht, daß er auslöscht. Diese Erklärung erscheint zunächst so überaus einleuchtend, daß es nicht zu verwundern ist, wenn sie unbesehen in alle Lehrbücher übernommen worden ist.

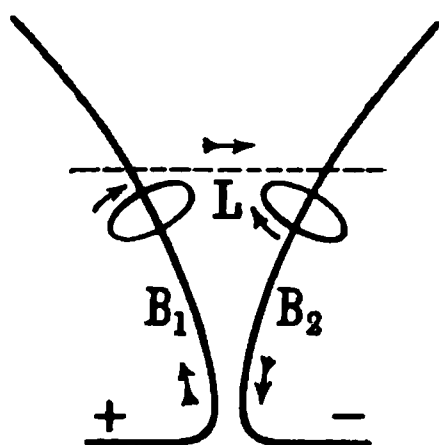
Es läßt sich jedoch leicht beweisen, daß diese Erklärung unzutreffend ist. Stellt man nämlich einen Hörnerblitzableiter so auf, daß die Hörner statt nach oben nach unten stehen, so findet man, daß der Lichtbogen in genau gleicher Weise nach unten läuft und an den Hörnern erlischt. Desgleichen funktioniert der Hörnerblitzableiter in jeder anderen Stellung. Die nach oben treibende Wirkung der heißen Luft kann überdies nur verschwindend klein sein; denn, im rotierenden Spiegel betrachtet, verläuft der Vorgang nach oben und unten in merklich derselben Weise.

Es findet überhaupt, selbst bei rascher Drehung des Spiegels, nur eine geringe Deformation der Lichterscheinung statt, während andererseits Wechselstromentladungen von 100 Wechseln, selbst bei langsamer Drehung, sehr gut aufgelöst werden konnten. Die Zeit zwischen Zündung und Löschung des Lichtbogens glaube ich daher auf höchstens $\frac{1}{1000}$ Sekunde schätzen zu dürfen. Mit der Raschheit des Vorgangs hängt wohl auch das häufig damit verbundene knallähnliche Geräusch zusammen. Jedenfalls läuft die Erscheinung mit einer Schnelligkeit ab, welche schon allein vermuten läßt, daß nicht die heiße Luft die treibende Ursache ist.

Erklärung der Löschwirkung. Die Erklärung, wozu ich nun durch die im folgenden beschriebenen Experimente gekommen

bin, ist eine rein elektromagnetische¹⁾. Zunächst ist leicht einzusehen, daß ein Lichtbogen, den wir zu einem bestimmten Momente an der Stelle L sich befindlich annehmen wollen (s. Fig. 1), eine elektromagnetische Ablenkung nach den Hörnerenden zu erfahren muß. Erzeugt doch der durch die Bügel B_1, B_2 fließende Strom ein magnetisches Feld, dessen Verlauf durch die Kreise angedeutet ist. Sowohl das Magnetfeld des zufließenden als des abfließenden Stromes wirkt daher zwischen den Hörnern im gleichen Sinn; die Kraftlinien verlaufen dort von vorn nach hinten. Die Gesetze der Elektrodynamik verlangen, daß der Lichtbogen, d. h. der bewegliche von links nach rechts durchflossene Stromleiter nach oben getrieben wird. Nimmt man den Stromverlauf in entgegengesetztem Sinne an, so dreht sich mit dem Strom auch das Magnetfeld um, und die Bewegung erfolgt

Fig. 1.



wiederum nach oben. Somit ist die Wirkungsweise für Gleich- und Wechselstrom dieselbe. Die an der Stelle L betrachtete Wirkung ist natürlich bereits da, sobald der Lichtbogen an der engsten Stelle entsteht. Ja, sie wird dort sogar besonders stark sein, da sich alle Teile des Bogens verhältnismäßig nahe an den Drähten befinden. Nimmt doch das Magnetfeld für lange stromdurchflossene Drähte nach dem Ausdruck

$2i/r$ ab. Ungefähr ebenso wird sich das Feld verhalten, das durch die stromführenden Teile hier entsteht. Die Bewegung des Lichtbogens scheint tatsächlich an den Drähten besonders lebhaft zu sein, wie der Augenschein lehrt. Es sieht zuweilen so aus, wie wenn die Lichterscheinung den beiden Drähten entlang ginge, während der Bogen zwischen den Drähten gegen die Hörnerenden zu gar nicht mehr vorhanden ist, bzw. eine nach der Zündstelle zu konkav begrenzte Lichterscheinung bildet.

Während solchergestalt der Bogen nach oben getrieben wird, treibt dieser seinerseits eine Luftwelle vor sich her, die bei ge-

¹⁾ In der bisherigen Literatur (vgl. etwa J. ZERNER, Elektromagnetische Schwingungen 1905, S. 460) wird gelegentlich darauf hingewiesen, daß die nach oben treibende Wirkung der heißen Luft durch einen elektromagnetischen Effekt unterstützt werde. Diesem Effekt scheint man jedoch allgemein nur geringe Bedeutung zugemessen zu haben, da selbst neuere Lehrbücher gar nichts davon erwähnen.

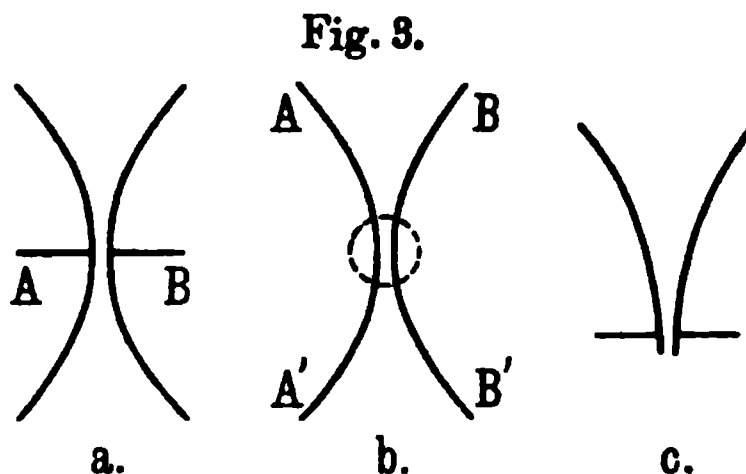
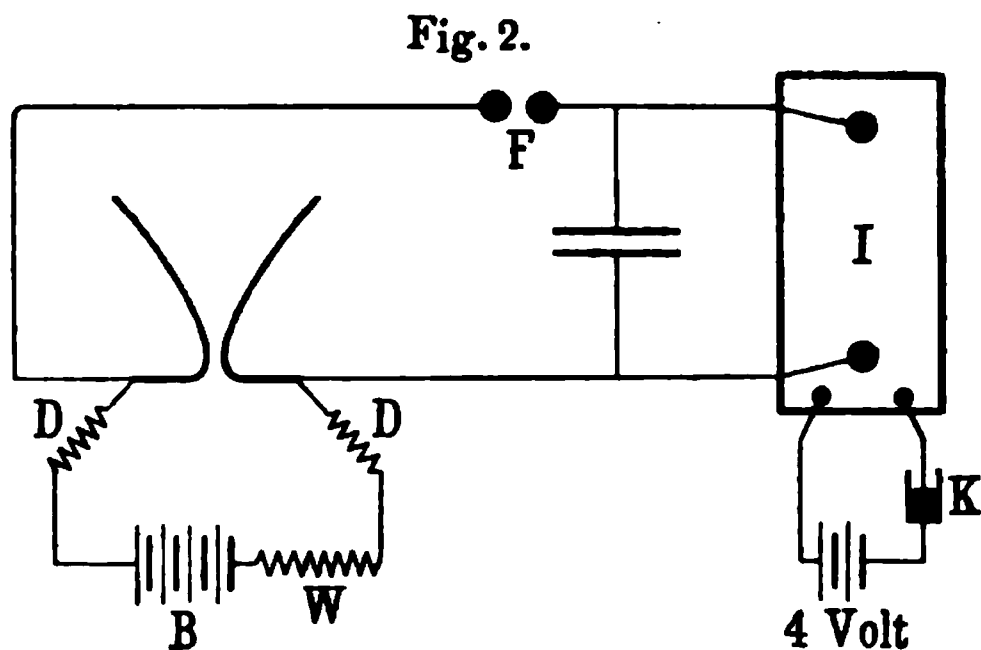
nügender Intensität zu einem Knalle Anlaß gibt. Je größer die Stromintensität ist, um so rascher wird die Löschwirkung sein. Durch Herabsetzung der Stromstärke (Einschalten eines äußeren Widerstandes, z. B. von nur 1 Ohm) kann andererseits die Erscheinung auch weniger rasch (schwaches Geräusch) verlaufen.

Versuchsanordnung. Wie aus Fig. 2 hervorgeht, ist eine besondere Zündelektrode vermieden. Anstatt die Zündung mit einem

Hilfstransformator vorzunehmen (s. etwa bei BENISCHKE, Elektrotechn. ZS. 24, 613, 1912), wird hier der Zündfunke durch einen Schwingungskreis angeregt. Schließt man die Funkenstrecke F kurz und legt den Induktor J direkt an

die Hörner, so bekommt man keinen Zündfunken, da die Sekundärspannung des Induktors sich durch die Lichtbatterie B ausgleicht. Sobald nun der Hg-Kontakt K unterbrochen wird, bekommt man Zündung, worauf der Lichtbogen einsetzt. Der Blitzableiter wurde bei allen Versuchen mit Gleichstrom von 160 Volt (Akkumulatorenbatterie von 60 Volt und seriengeschaltete Dynamo von 100 Volt) oder mit Wechselstrom von 220 Volt betrieben. Der Vorschaltwiderstand W betrug 1 Ohm und weniger. Da die Löschwirkung sehr rapide erfolgt, so empfiehlt es sich, zur Vermeidung nicht unbeträchtlicher Überspannungen die Drosselspulen DD einzuschalten.

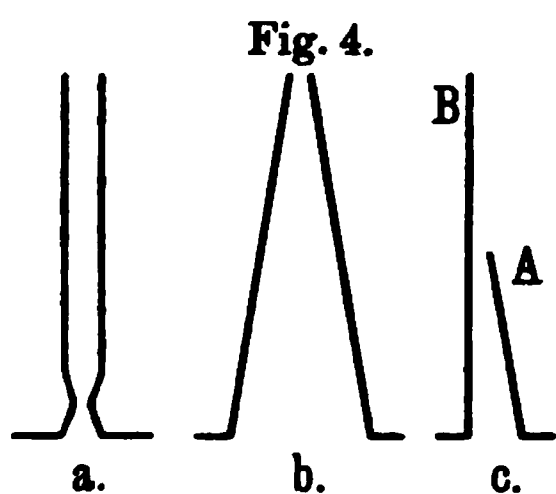
Versuche zur Frage des Hörnerblitzableiters. In Fig. 3 sind einige von den getroffenen Anordnungen eingezeichnet. Bei Anordnung a , die mit Wechselstrom und Gleichstrom untersucht wurde, ging der Bogen bald nach oben, bald nach unten, und zwar war ein Unterschied in der Häufigkeit nicht zu sehen. Die Richtung wurde offenbar einfach dadurch bestimmt, daß der



Zündfunke nicht immer genau an derselben Stelle, vielmehr bald etwas oberhalb AB , bald etwas unterhalb einsetzte.

Besonders instruktiv war die weitere Doppelhörneranordnung *b*. Wurden die Stromzuführungen an A und B angeklemmt, so ging der Bogen nach unten. Wurden sie mit $A'B'$ verbunden, so ging er nach oben. Verband man aber etwa A und B' , so löschte der Bogen überhaupt nicht, sondern blieb an der engsten Stelle stehen! Elektrodynamisch ist auch keine Bewegung zu erwarten, da die Magnetfelder der beiden stromzuführenden Teile sich hier vernichten.

Will man hier Löschwirkung erzielen, so muß ein besonderes Magnetfeld angebracht werden. Letzteres kann man, wie bei den Niederspannungs - Hörnerblitzableitern von SIEMENS & HALSKE, durch Vorschalten einiger Solenoidwindungen erzeugen. Wurden an Stelle des in Fig. 3b punktierten Kreises zwei bis drei Win-



dungen vorgeschaltet, so beobachtete man eine lebhafte Einwirkung. Doch erhielt man nicht immer Löschung. Stets aber entstand ein heftiges reißendes Geräusch.

Bei Anordnung *c* ging der Bogen, wie zu erwarten, nicht nach den Hörnern zu. Entweder blieb er stehen, oder er löschte nach unten, indem er hier überhaupt nicht den Drähten entlang glitt, sondern sich nach unten ausbauchte. Aus diesem Versuch geht hervor, daß bei einem richtig konstruierten Hörnerblitzableiter die Zündstelle am besten nicht gleich an den Zuführungen, sondern etwas gegen die Hörnerenden zu liegen muß.

Im übrigen ist eine hörnerartige Form, wie die Anordnungen der Fig. 4 zeigten, nicht nötig. Der Bogen fährt auch zwischen parallelen Drähten (Fig. 4a) entlang und löscht an den Spitzen. Bei 4b blieb der Bogen häufig ein Weilchen stehen und löschte dann. Waren die Enden vor dem Versuch glatt abgefeilt, so zeigte sich nachher die positive Spitze zugespitzt. Es hatte sich also eine, wenn auch nur rudimentäre Hörnerbildung eingestellt. Anordnung *c* zeigte glatte Löschwirkung, indem der Bogen bei A einsetzte und bei B auslöschte. Nur wenn A zu B senkrecht gestellt wurde, erfolgte die Löschwirkung bald nur schwierig nach oben, bald gar nicht. Die Photographien der mit 4b und 4c

gewonnenen Einzelblitze (Fig. 5 und 6) zeigen das eigenartige Aussehen der Erscheinung.

Waren die Paralleldrähte zu lang, etwa über 15 cm, so löschte der Bogen schon vor Erreichung der Enden; und zwar

Fig. 5.

wurde beobachtet, daß der Bogen durchschnittlich um so weiter lief, je dünner die Drähte waren. Wir kommen damit zur Besprechung eines weiteren, für die Ausbildung der Lichterscheinung wichtigen Faktors. Soll der Lichtbogen bis zu den Enden zweier Paralleldrähte wandern, so muß die kathodische Ansatzstelle stets eine so hohe Temperatur haben, daß die zur Erhaltung des Bogens nötige Anzahl Elektronen ausgesandt werden kann (s. etwa WINKELMANNs Handbuch, Bd. 4, S. 534). Bewegt sich der Lichtbogen und damit die kathodische Ansatzstelle zu schnell, so kann die Zeit leicht nicht mehr ausreichen, um die Kathode genügend zu erhitzen, und der Bogen löscht aus. Unter sonst gleichen Bedingungen wird dies offenbar um so schneller eintreten, je dicker und damit massiger die verwendeten Drähte sind. Es wird also die spezifische Wärme und Wärmeleitfähigkeit des Materials eine Rolle spielen.

Fig. 6.

Will man daher den Bogen bei parallelen Drähten lange Strecken gleiten lassen, so muß der Draht möglichst dünn genommen werden. Andererseits darf aber der Widerstand der Zuführung bei den hohen Stromstärken nicht unter eine gewisse Größe sinken. So verwendet man denn zweckmäßig dünne Blech-

streifen. Eine Anordnung, mit der sich leicht eine Bewegung des Lichtbogens auf einen halben Meter hin erzielen ließ, zeigt Fig. 7. Als Anode diente ein Kupferdraht von 3 mm Dicke, als Kathode Kupferblech von etwa $\frac{1}{16}$ mm Dicke, das einfach auswechselbar auf eine Weißblechunterlage aufgeklemmt war. Der Abstand betrug ungefähr 1 cm, an der Zündstelle 3 mm. Die Lichterscheinung,

Fig. 8.

Fig. 7.

die ich damit erhielt, ist in Fig. 8 wiedergegeben. Sie ging, wie zu erwarten, in gleicher Weise auf- und abwärts. Es besteht im übrigen keine Schwierigkeit, die Elektroden auch viel länger als $\frac{1}{2}$ m lang zu nehmen. Das Kupferblech wurde, selbst bei fortgesetzter Benutzung, nur wenig verändert. Der Rand (kathodische Ansatzstelle) zeigte sich nur wenig gezähnt. Wurden aber die Pole vertauscht, dann löschte der Lichtbogen schon bald oberhalb der Zündstelle, und das Kupferblech wurde scharf ein-

gefressen. Auch mit Wechselstrom ging der Versuch nicht. Wir haben somit eine ausgesprochen unipolare Erscheinung vor uns.

Verwendet man statt des anodischen Kupferdrahtes etwa einen Kohlestift, so verläuft die Erscheinung ebenso glatt. Dreht man aber hier die Pole um, so bleibt der Bogen stehen, und die Kupferfolie wird abgeschmolzen. Überhaupt war eine Wanderung und Löschung des Lichtbogens schwer zu erreichen, wenn eine negative Kohleelektrode genommen wurde. Immerhin wurde auch bei nahezu parallel gestellten, etwas gegeneinander geneigten Kohlestiften (Anordnung der JABLOCHKOFFSchen Kerze und der Effektbogenlampen) Zündung und sofortige Löschung beobachtet, vorausgesetzt, daß der Abstand der Stifte nicht zu klein war. Es scheint mir daher nicht ausgeschlossen, daß die eine oder andere der zahlreichen, am Kohlelichtbogen beobachteten Erscheinungen auf solche elektromagnetische Ursache zurückzuführen ist. Hat man doch die elektrodynamische Wirkung der stromführenden Zuleitungen noch wenig berücksichtigt.

Die Frage, welches die zweckmäßigste Konstruktion des Hörnerblitzableiters im Lichte der oben angeführten Erklärung ist, ist mehr technischer Natur, und soll hier nicht weiter erörtert werden. Es möge nur darauf hingewiesen sein, daß nach der jetzt vorliegenden Erklärung die Löschwirkung mit der Stromstärke des erzeugten Lichtbogens wächst. Da diese ihrerseits wiederum größer für die höheren Spannungen ist, so ist zu erwarten, daß der Hörnerblitzableiter für hohe Betriebsspannungen besonders gut funktioniert. Immerhin habe ich bei meinen Versuchen schon mit Niederspannung (160 Volt) ja prompte Löschwirkung erzielt. Ich möchte dies insofern erwähnen, als, wie oben erwähnt, auch Hörnerblitzableiter mit besonderer elektromagnetischer Löschwirkung (Solenoidwindungen) konstruiert worden sind (s. etwa Elektrotechn. ZS. vom 26. Nov. 1903, Anzeige der SIEMENS-SCHUCKERT-Werke).

Versuche mit Schwachstromentladungen. Wie die oben beschriebenen Versuche zeigen, ist somit die elektrodynamische Wirkung der Zuleitungen, falls es sich um die großen Stromstärken des Lichtbogens handelt, so groß, daß die Wirkung der heißen Luft dagegen gar nicht in Betracht kommt. Anders liegt nun die Sache, wenn man etwa Versuche mit Funken- oder Bogenentladungen eines Induktors anstellt. Bei Funkenentladungen

findet man überhaupt noch keine oder nur eine schwache Bewegung. Erst mit der intensiveren Bogenentladung beginnt das Wandern und Löschen. Ein hübsches Demonstrationsexperiment ist folgendes: Man stellt zwei etwa meterlange Drähte (*Al* oder *Cu*) vertikal und parallel zueinander auf (Abstand 1 cm, oder mehr). Der Abstand sei unten, wo die Zündung erfolgen soll, etwas verringert. Die oberen Enden seien hingegen etwas nach außen gebogen. Verbindet man jetzt die Zuleitungen mit einem Induktorium, das mit Gleichstrom und Wehneltunterbrecher oder am besten mit Wechselstrom gespeist sei, so tritt bei genügender Intensität an der engsten Stelle eine Bogenentladung ein. Der Bogen wandert mit mäßiger Schnelligkeit nach oben, verlängert sich an den Hörnern und löscht. In demselben Moment zündet sich die Bogenentladung unten wieder von neuem, worauf die Erscheinung sich wiederholt. Die Stromstärken betragen bei diesem Experimente 30 bis 60 Milliampere.

Es ist bemerkenswert, daß bei diesen Intensitäten die elektrodynamische Wirkung der Zuleitungen bereits so klein ist, daß die Strömung der heißen Luft nun eine Rolle zu spielen beginnt. In der Tat funktioniert die Anordnung nur dann, wenn die Drähte nach oben gehen. In jeder anderen Lage bleibt der Bogen stehen. Einen Einfluß der Drahtdicke oder des Materials habe ich nicht bemerken können. Verwendet man einen großen Hochspannungstransformator, so kann der Abstand der Drähte sehr groß gemacht werden (10 cm und mehr). Doch findet die Bewegung bei kleinerer Sekundärspannung gleichförmiger statt.

Bringt man den wandernden Bogen in ein geschlossenes Glasgefäß, so beobachtet man schon nach wenigen Augenblicken eine lebhafte Gelbbraunfärbung der Luft, ein Zeichen, daß sehr intensive NO_2 -Bildung stattfindet. Tatsächlich wird auch in der Praxis die Luftstickstoffoxydation durch bewegte Lichtbögen ausgeführt (Beschreibung der verschiedenen Verfahren siehe etwa bei ZENNECK, Phys. ZS. 11, 1228, 1910). Während dort aber die Luft durch besondere Vorrichtungen elektromagnetisch oder mechanisch bewegt wird, findet in vorliegendem Falle eine automatische Bewegung statt. Mit der Bildung von NO_2 scheint es auch zusammenzuhängen, daß der Lichtbogen oben einen braunen Saum besitzt.

Erscheinungsform bei vermindertem Druck. Während Versuche am Hörnerblitzableiter in verdünnter Luft dieselben

Resultate lieferten wie bei Atmosphärendruck, bot sich bei der Bogenentladung ein ganz neues Bild. Zunächst wurde beobachtet, daß bei fortschreitender Luftverdünnung die Aufwärtsbewegung etwas rascher erfolgte. Zugleich nahm die Stromstärke ab. Schließlich begann der bewegte Lichtbogen sich in die Einzelentladungen des Induktoriums aufzulösen. In dem Maße, wie das weißgelbe Licht der eigentlichen Bogenentladung dem roten anodischen Licht der Glimmentladung Platz machte, wurde die Auflösung in die Einzelentladungen vollständiger. Schließlich bot sich ein Schauspiel, wie ich es hier am besten durch einige photographische Reproduktionen wiedergebe.

Fig. 9.

Fig. 9 und 10 geben zwei Photographien wieder, die bei etwa 7 cm Hg-Druck erhalten wurden. Während bei 9 die Stromstärke 20 Milliampere betrug, war sie bei 10 nur die Hälfte. Man erkennt sämtliche Einzelentladungen des Wechselstromes (50 Perioden). Da gegen 50 Entladungen vorhanden sind, so ist die Zeitdauer eines Aufstiegs also knapp $\frac{1}{2}$ Sekunde. Trotz dieser raschen Aufeinanderfolge der Aufstiegsperioden gelang es jedoch unschwer, einzelne Perioden zu photographieren. Nach einigen Taktübungen gelang es überraschend leicht, das Objektiv des Photoapparates bei der Zündung zu öffnen und beim Auslöschen zu schließen. Bei 9 scheint dies ziemlich vollständig erreicht zu sein, während bei 10 sich unten bereits ein zweiter Aufstieg überlagert. Dies stört jedoch nicht wesentlich, da die Erscheinung sich sehr regelmäßig wiederholt. Um dies zu zeigen, ist in Fig. 11 eine zweite Aufnahme unter denselben Bedingungen wie bei 10 wiedergegeben. Die Einzelheiten decken sich vollkommen, während andererseits die beiden Aufnahmen deutlich voneinander unterschieden sind, da bei Fig. 11 durch zu frühes Öffnen und Schließen des Objektivs die mittlere Partie fehlt. Fig. 12 gibt noch eine Aufnahme bei

Fig. 10.

Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 13.

etwa 18 cm Druck. Hier sind die Versuchsbedingungen bereits weniger günstig. Erniedrigt man den Luftdruck andererseits zu weit, etwa so weit, als eine Wasserstrahlpumpe arbeitet, so bleibt die Glimmentladung an der engsten Stelle stehen. Häufig beobachtete ich dabei, daß die Erscheinung dann unipolar aussah.

Verwendete ich zur Erregung des Induktoriums statt Wechselstrom Gleichstrom mit Wehneltunterbrecher, so erhielt ich eine Erscheinung, wie sie Fig. 13 zeigt. Trotz der viel rascheren Unterbrechung sind auch hier sämtliche Einzelentladungen zu sehen. Namentlich die anodischen Streifen und Ansatzpunkte sind gut aufgelöst.

Fig. 14.

Man hat so ein einfaches Mittel, um die Regelmäßigkeit von Unterbrechungen zu kontrollieren. Auch läßt sich aus der Zahl der Partialentladungen und der Aufstiegszeit die Unterbrechungszahl ermitteln. Die ganze Erscheinung stellt überhaupt im Prinzip einen selbsttätigen Oszillographen vor.

Fig. 14 gibt noch eine gebrauchsfertige Demonstrationröhre wieder, wie sie von EMIL GUNDELACH (Gehlberg) geliefert wird. Erwähnt sei, daß die Erscheinung am schönsten in nicht zu engen Glasgefäßen vor sich geht. Schon bei einem Röhrendurchmesser von 5 cm fand ich die Auflösung der Partialentladungen etwas beeinträchtigt. Offenbar vermindert hier bereits die vermehrte Reibung der Luft, welche letztere zu wenig ausweichen kann, die Bewegung. Bei der ganzen Erscheinung scheint überhaupt die Luftbewegung die größere Rolle zu spielen, als die elektromagnetische Wirkung des Stromes. Insofern können diese Experimente über Bogenentladung, im Gegensatz zum Hörnerblitzableiter, eher als Demonstration für die treibende Wirkung der heißen Luft gelten.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität, Februar 1913.

***Universal-Messapparat
zur photographischen Aufnahme und zu mikrometrischer
Ausmessung von Kapillarwellen;
von Leo Grunmach.***

(Eingegangen am 7. Februar 1913.)

Bei der Bestimmung der Oberflächenspannung zäherer Flüssigkeiten nach der Kapillarwellenmethode treten häufig Schwierigkeiten auf, die darin bestehen, daß die Schwingungen durch die Flüssigkeit zu schnell gedämpft werden, die Wellensysteme auf ihnen also zu kurze Zeit bestehen bleiben, um mit derselben Sicherheit und Genauigkeit abgezählt und ausgemessen werden zu können, wie bei den gewöhnlichen Flüssigkeiten. Solche Schwierigkeiten treten z. B. bei der Bestimmung der Kapillaritätskonstanten von konzentrierten Glyzerin-Wassermischungen, ebenso bei konzentrierten Schwefelsäure-Wassermischungen, bei öligen Flüssigkeiten, bei flüssigem Schwefel und anderen Substanzen auf. Die Messungsmethode versagte vollends, als ich vor einiger Zeit die Oberflächenspannung von flüssigem Jod zu bestimmen versuchte. Wohl gelang es mir nach vielen erfolglosen Bemühungen, bei vorsichtigster Erwärmung von Jodkristallen in einer Porzellanschale eine reine, in prachtvollstem Violett glänzende und reflektierende Oberfläche von flüssigem Jod — so schön wie bei reinstem Quecksilber — herzustellen und auf ihr in bekannter Weise mittels einer tönenden Stimmgabel Kapillarwellensysteme scharf ausgeprägt zu erzeugen; dieselben hielten indessen zu kurze Zeit an, als daß sie mit Sicherheit hätten abgezählt und ausgemessen werden können.

Aus diesem Grunde hatte ich schon früher bei der Bestimmung der Oberflächenspannung geschmolzener und schmelzender Metalle¹⁾ zur Photographie meine Zuflucht genommen. Nachdem die Metalle in geeigneten Tiegeln zum Schmelzen gebracht, unter einer künstlichen Stickstoff- oder Kohlensäureatmosphäre reine, oxydfreie Spiegeloberflächen des geschmolzenen Metalles hergestellt

¹⁾ L. GRUNMACH, Verh. d. D. Phys. Ges. 1, 13, 1899; ferner Ann. d. Phys. (4) 8, 659, 1900.

und mit Hilfe der tönenden Stimmgabel Kapillarwellen auf ihnen erzeugt worden waren, wurden diese photographisch aufgenommen, die photographischen Aufnahmen mikrometrisch ausgemessen und unter Benutzung der zugehörigen photographischen Aufnahmen der bekannten Spitzenentfernung die Wellenlänge in Millimeter ausgewertet. So gelang es mir, für eine Reihe leicht flüssiger Legierungen, sowie für geschmolzenes Zinn und geschmolzenes Blei deren Oberflächenspannungen zu bestimmen¹⁾.

Im weiteren Verfolg dieser Untersuchungen bin ich zur Konstruktion eines Universalmeßapparats geführt worden, der sowohl die direkte Messung der Längen der Kapillarwellen mit dem Okularmikrometer, wie die photographische Aufnahme kurz andauernder Kapillarwellen auszuführen ermöglicht. Die Beschreibung dieses von der Optischen Anstalt C. P. GOERZ in Friedenau bei Berlin nach meinen Angaben hergestellten Apparats bildet den Gegenstand vorliegender Mitteilung.

Der sehr starke, 133 cm lange, 20 cm breite und 12,5 cm hohe, als Grundplatte dienende, den ganzen Apparat tragende Balken *B* von trapezförmigem Querschnitt ruht mit seinen drei starken Stellschrauben, unter die noch Filzunterlagen zu legen sind, auf möglichst erschütterungsfreiem Boden, nämlich auf einem isolierten fundierten Pfeiler. In der Mitte des Balkens ist eine quadratische Platte befestigt, die drei mit Blei ausgefüllte schwere Klötze *K* trägt. Auf diesen drei fest mit dem unteren Balken des Apparats verbundenen und mit Filzscheiben belegten Klötzen ruht mit seinen drei auf Metallplatten aufsitzenden Stellschrauben der Stimmgabelträger, dessen Form und Dimensionen dieselben sind, wie bei meinen früheren Versuchsanordnungen²⁾.

In der Grundplatte des Stativs ist ein kreisförmiger Ausschnitt gemacht, durch den hindurchragend das zur Aufnahme der zu untersuchenden Flüssigkeit dienende Gefäß auf einem besonderen dreifußartigen Untersatz ruht. Um die Übersichtlichkeit des optischen Teils des Apparats nicht zu stören, ist in der Zeichnung das Flüssigkeitsgefäß fortgelassen. Die Stimmgabel ist mit ihrem Stiel in einen starken prismatischen Halter von gleichseitig dreieckigem Querschnitt fest eingeschraubt, der in dem

¹⁾ L. GRUNMACH, l. c., S. 20 u. ff. 1899, bzw. S. 667 u. ff. 1900.

²⁾ L. GRUNMACH, Wissenschaftl. Abhandl. d. Kaiserl. Norm.-Eichungskommission, Heft III, S. 116, 1902; Ann. d. Phys. (4) 9, 1269, 1902.

Stimmgabelträger mittels Trieb- und Zahnstange vertikal auf und ab bewegt und festgeklemmt werden kann. Zur Erzeugung der Kapillarwellen wird die Stimmgabel mit ihren feinen Spitzen in die zu untersuchende Flüssigkeit erst getaucht, nachdem sie unmittelbar vorher durch Anschlagen mit einem Gummihammer zum Tönen erregt war.

Den optischen Hauptbestandteil des Apparats bilden die beiden durch ein Scharnier C miteinander verbundenen und gegeneinander geneigten optischen Bänke A und A_1 . Sie stützen sich auf die Röhren R und R_1 , die ihrerseits in den Röhren R' und R'_1 mittels Zahngetriebe verschiebbar angeordnet sind. Diese letzteren sind um die Achsen O und O_1 drehbar.

Der Neigungswinkel zwischen den beiden optischen Bänken, der zweckmäßig nicht zu klein zu wählen ist, damit die Stimmgabelspitzen nicht verdeckt werden durch den Schatten, den die breiten Stimmgabelenden werfen, kann verändert werden erstens mittels der beiden Triebe T und T_1 , zweitens mit Hilfe der Schraube S , die auf einen um O_2 drehbaren Hebel wirkt, der unter Vermittelung der Stange H den Punkt C zu heben und zu senken ermöglicht. Dabei wird sich der Schnittpunkt der optischen Achsen der beiden optischen Bänke, der nach genauer Justierung auf der Oberfläche der zu beobachtenden Flüssigkeit liegen muß, in einer vertikalen Geraden bewegen. Ist diese Justierung einmal erfolgt, und ändert sich durch irgend welche Ursachen das Flüssigkeitsniveau, sinkt es z. B. durch Verdampfen oder Verdunsten der Flüssigkeit, so kann mit Hilfe der Schraube S der Schnittpunkt der optischen Achsen leicht wieder auf die Oberfläche der Flüssigkeit gebracht werden. Auf den Röhren R und R_1 sowohl, wie auf der Stange H sind Millimeterteilungen angebracht, um die einmal benutzte Einstellung auf bequeme Weise jederzeit reproduzieren zu können.

Die optische Bank A trägt die Lichtquelle (elektrische Bogen- oder Nernstlampe), ferner auf durch Zahngetriebe verschiebbaren Haltern die Linse 1, die das Bild der Lichtquelle auf den Spalt Sp_1 projiziert, und die Linse 2 in der Entfernung ihrer Brennweite vom Spalt Sp_1 aufgestellt, so daß die Lichtstrahlen, parallel aus der Linse austretend, auf die Flüssigkeitsoberfläche fallen und von dieser reflektiert werden. Handelt es sich um photographische Momentaufnahmen, so ist als Lichtquelle

eine Bogenlampe anzuwenden, sonst genügt in allen Fällen eine Nernstlampe, deren Stift parallel der Spaltöffnung und ebenso wie diese stets vertikal einzustellen ist. Es empfiehlt sich, mittels der Linse 1 ein verkleinertes Bild der Lichtquelle auf den Spalt Sp_1 zu werfen, d. h. also, die Linse 1 ist näher an den Spalt als an die Lichtquelle zu rücken. Dadurch wird der Winkel zwischen den Rändern der Linse 1 und dem Spalt Sp_1

Fig. 1.

möglichst groß gemacht, und man ist sicher, daß die Linse 2 voll mit Licht ausgefüllt und infolgedessen die Flüssigkeitsoberfläche mit einem möglichst breiten parallelen Lichtbüschel beleuchtet wird.

Auf der optischen Bank A_1 befinden sich, gleichfalls auf durch Trieb und Zahnstange verschiebbaren Haltern, die Linse 3, die das von der Flüssigkeitsoberfläche reflektierte Bild des Spaltes Sp_1 auf den Spalt Sp_2 wirft und die photographische Kamera K_1 , an

deren Stelle auch ein Halter für das in der Zeichnung rechts unten befindliche Mikrometerokular für subjektive Beobachtung eingesetzt werden kann.

Um ein vollkommenes Zusammenfallen des Bildes von Spalt Sp_1 mit dem Spalt Sp_2 zu erreichen, sucht man zu allererst mittels der drei Stellschrauben, auf welchen der ganze Apparat montiert ist, diesen so einzustellen, daß die Ebene, die durch die beiden optischen Bänke A und A_1 gelegt werden kann, senkrecht steht

Fig. 2.

Fig. 3.

Quecksilber.

Fig. 4.

Wasser.

Fig. 5.

Alkohol.

Spitzenentfernung.

zur Flüssigkeitsoberfläche. Im allgemeinen wird dann das Bild des Spaltes Sp_1 noch nicht vollkommen auf den Spalt Sp_2 fallen, sondern etwas neben ihn. Man verschiebt dann die Linse 2 mittels der an ihrem Halter befindlichen Mikrometerschraube seitlich, also senkrecht zur Figur, bis vollkommene Koinzidenz von Spaltbild und Spalt erreicht ist. Als Spaltbreite ist etwa 1 mm zu wählen, und zwar diejenige von Sp_2 ein klein wenig größer als die von Sp_1 .

Die Kamera enthält außer einer Kassette, in welcher sich am hinteren Ende eine Mattscheibe befindet, auch oben eine Matt-

scheibe, auf welche das Bild der auf der Flüssigkeitsoberfläche erzeugten Kapillarwellen mittels eines in der Kamera befindlichen Spiegels geworfen werden kann. Dieser Spiegel kann von außen mittels eines Griffs ein- und ausgeschaltet werden. Man klappt den Spiegel nach unten, wodurch zugleich die photographische Platte lichtdicht abgeschlossen wird, und beobachtet nun auf der oberen Mattscheibe (eventuell mit Hilfe einer Lupe) das Bild der Kapillarwellen, verschiebt mittels des Triebes die Kamera und reguliert Stellung und Breite des Spalts Sp_2 so lange, bis das Bild der Kapillarwellen auf der Mattscheibe schön ausgeprägt und so scharf als möglich erscheint. Um dann die photographische Aufnahme zu machen, öffnet man den Kassettenschieber, verdeckt mit der Hand den Spalt Sp_2 , klappt alsdann den Spiegel nach oben, entfernt die Hand und exponiert nach Bedarf. Die Exposition wird beendet, indem man die Hand wieder vor den Spalt Sp_2 hält und die Kassette schließt.

Fig. 6.

Die Fig. 2, 3 und 4 sind mit dem Apparat ausgeführte photographische Aufnahmen der Kapillarwellen von Quecksilber, Wasser und absolutem Alkohol, während Fig. 5 die zugehörige photographische Aufnahme der bekannten Entfernung der Stimmgabelspitzen darstellt.

Will man anstatt der photographischen Aufnahme der Kapillarwellen diese subjektiv beobachten, so ersetzt man die Kamera, nachdem man Linse 3 noch mit einer passenden Zusatzlinse 4 kombiniert hat, durch das in Fig. 1 rechts unten befindliche Mikrometerokular M , dessen Einrichtung und Handhabung in meinen früheren Veröffentlichungen¹⁾ eingehend beschrieben ist. Diese Versuchsanordnung wird durch Fig. 6 veranschaulicht.

Berlin, Physikalisches Institut der Kgl. Techn. Hochschule.

¹⁾ Siehe L. GRUNMACH, Wissenschaftl. Abhandl., 1. o., S. 118; Ann. d. Phys., 1. o., S. 1270 u. ff.

***Disruptive Entladungen beim Zusammentreffen
zweier geschichteter positiver Lichtsäulen;
von A. Wehnelt.***

(Eingegangen am 24. Februar 1913.)

Die geschichtete positive Lichtsäule wird, wie GOLDSTEIN¹⁾ zuerst ausgesprochen hat, heute wohl allgemein als eine Wiederholung des Vorganges an der Kathode aufgefaßt. Im dunklen Kathodenraume zwischen zwei Schichten erhalten die Elektronen allmählich eine solche Geschwindigkeit, daß sie wieder zu ionisieren vermögen, welcher Vorgang dann die Leuchterscheinung in der nächsten Schicht hervorruft.

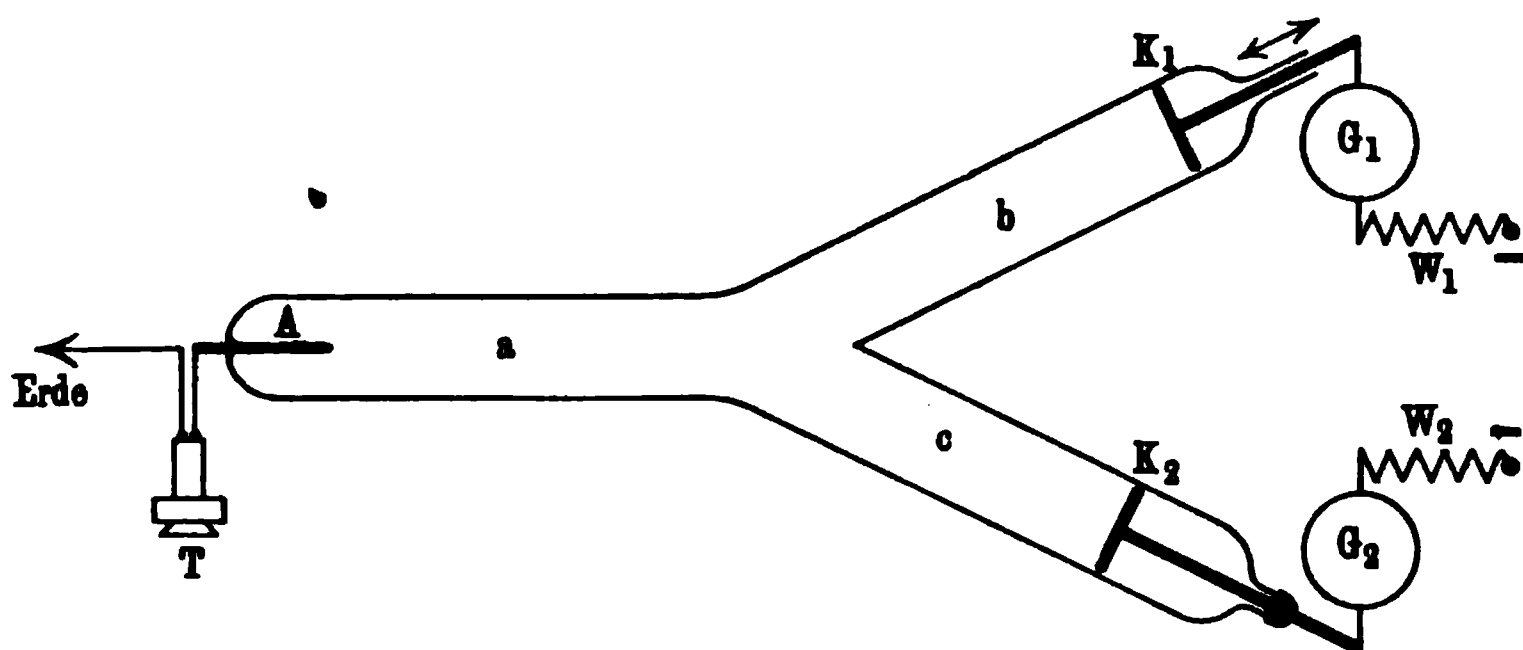
Es lag nun die Frage nahe, was die positiven Schichten beginnen, wenn sie von zwei getrennten Entladungen herrühren und sich nachher vereinigen. Man kann dabei zwei extreme Fälle unterscheiden. Erstens: die Schichtungen beider getrennter Entladungen kommen mit gleicher Phase zusammen, d. h. Elektronen in gleichem Geschwindigkeitszustande treffen zusammen und gehen parallel nebeneinander weiter, oder zweitens: die Schichten der einen Entladung fallen gerade zwischen diejenigen der anderen. Im ersteren Falle würden sich wohl gemeinsame Schichten ausbilden, aber über den zweiten Fall läßt sich von vornherein nichts aussagen.

Zur Entscheidung dieser Frage benutzte ich ein Entladungsröhr, wie es die Figur zeigt. Dasselbe hatte einen Durchmesser von 4 cm und eine Schenkellänge (a , b , c) von 40 cm. A ist die zur Erde abgeleitete Anode, K_1 und K_2 sind zwei Kathoden, von denen K_1 durch Zahnstange und Trieb verstellbar ist. K_1 und K_2 werden unter Zwischenschaltung der Widerstände W_1 und W_2 mit den negativen Polen zweier getrennter Hochspannungsstromquellen verbunden, deren positive Pole geerdet sind (zwei Hochspannungsmaschinen bzw. zwei Batterien). Die Stromstärken beider Entladungen wurden durch isoliert aufgestellte Milliampere-meter G_1 und G_2 gemessen. Die beiden Entladungen sind getrennt in b und c und gemeinsam in a . Als Gasfüllung diente

¹⁾ E. GOLDSTEIN, Wied. Ann. 11, 831, 1880; 12, 249, 1881.

bei den Versuchen reiner Wasserstoff, der durch ein in der Bunsenflamme geglühtes Palladiumröhrchen eingeführt wurde, und Luft. Die Quecksilberdämpfe wurden durch ein mit flüssiger Luft gekühltes U-Rohr, welches in die Leitung zur Pumpe eingeschaltet war, abgehalten.

Wurden nun die geschichteten Entladungen erzeugt und durch Verschiebung der Kathode K_1 dafür Sorge getragen, daß die Schichten beider Systeme genau zusammenfielen, so entstand in dem gemeinsamen Teile a eine ruhig geschichtete positive Lichtsäule. Hierbei zeigte die Entladung sowohl im Telephon als auch im rotierenden Spiegel¹⁾, daß sie vollständig kontinuierlich war. Wurde nun aber die eine Kathode K_1 verschoben und dadurch die Schichten in b mit ihr, so verschoben sich zuerst



die Schichten in a auch etwas. Dabei trat, je näher man an den zweiten Extremfall kam, ein Geräusch im Telephon auf, und auch im rotierenden Spiegel zeigte sich, neben noch ruhigen Schichten, schon mitunter eine Unstetigkeit derselben. In dem Moment aber, wo die Schichtung b gerade zwischen die Schichtung c fallen würde, trat in a eine disruptive Entladung ein. Das Telephon gab dabei einen sehr hohen Ton und der rotierende Spiegel zeigte an, daß die Schichten in schneller Aufeinanderfolge hin und her sprangen. Dabei machte die positive Säule auf das Auge einen nahezu ungeschichteten Eindruck. Die Entladung in b und c zeigt dabei nur ein geringes Flimmern.

Die Versuche gelingen mit einer Batterie ebensogut wie mit getrennten Batterien. Die Stromstärken wurden von $1 \cdot 10^{-3}$ Amp.

¹⁾ Bei der Benutzung des rotierenden Spiegels wurde um das Rohr bei a ein schwarzes Papier mit 5 mm breitem Längsspalt geklebt.

bis zu $20 \cdot 10^{-8}$ Amp. gesteigert, ohne daß die Erscheinung versagte. Die hohen Stromstärken wurden unter Anwendung von CaO-Glühkathoden erreicht. Auch eine einseitige Steigerung der Stromstärke änderte nichts Wesentliches an der Erscheinung. Der Versuch ging gleich gut bei allen Drucken, bei denen eine ausgeprägte Schichtung erhalten wurde. (In Wasserstoff etwa 0,28 bis 0,5 mm Hg, in Luft etwa 0,08 bis 0,25 mm Hg.)

Der Versuch zeigt also, daß zwei Schichtsysteme bei der Vereinigung zu einer positiven Säule nicht als ruhige Entladung bestehen können, wenn die eine Schichtung gerade in die Zwischenräume der zweiten Schichtung fallen würde, sondern daß einmal die eine und einmal die andere Schichtung überwiegt, und daß dieser Vorgang in ungeheuer rascher Aufeinanderfolge stattfindet.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, Februar 1913.

AEF***Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.***

Der Entwurf VII, Einheitsbezeichnungen (Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 481 1910), ist auf Grund der eingegangenen Äußerungen von neuem beraten worden. Änderungen an dem allgemeinen Teil A sind nicht vorgeschlagen worden. Dagegen hat der Teil B, Zeichen und Abkürzungen, eine so umfangreiche Änderung erfahren, daß es nötig erschien, die neue Fassung abermals zur Beratung zu stellen. Der AEF lädt hiernach die beteiligten Vereine und deren Mitglieder ein, sich zu dem im nachfolgend abgedruckten Entwurf bis Mitte Januar 1914 zu äußern. Bemerkungen, welche in Zeitschriften veröffentlicht werden, wolle man in wenigstens einem Abdruck dem AEF einsenden.

Berlin, Februar 1913.

STRECKER.

Neue Fassung des Entwurfs VII, Einheitsbezeichnungen.

Der Teil A bleibt ungeändert.

B. Zeichen und Abkürzungen.**9. Einheiten für Raummaße:**

a) Länge: m; km; dm; cm; mm; $\mu = 0,001$ mm.

b) Fläche: a; ha; m²; km²; dm²; cm²; mm².

c) Raum, Hohlmaß: l; hl; dl; cl; ml; $\lambda = 0,001$ ml; m³; km³; dm³; cm³; mm³.

10. Einheiten für die Zeit:

a) Zeitraum (Zeichen auf der Linie): Stunde h; Minute min (m); Sekunde s.

b) Zeitpunkt, Uhrzeit (Zeichen erhöht): Stunde ^h; Minute ^{min} (m); Sekunde ^s.

11. Einheiten für mechanische Größen:

a) Masse: t; g; dt; kg; dg; cg; mg; $\gamma = 0,001$ mg.

b) Kraft: Dyn; 10^8 Dyn = 1 Vis, v; die Schwere eines Gramms unter 45° Breite heißt Bar, b, die Schwere eines Kilogramms Kilobar, kb, die Schwere einer Tonne Megabar, Mb; $1 v \approx 102 kb$.

c) Arbeit: Erg; Joule J; $1 \text{ J} = 10^7 \text{ Erg}$; Vismeter vm; Wattstunde Wh; Kilowattstunde kWh, vgl. unter d) $1 \text{ kWh} = 3600 \text{ vm}$. — Barmeter bm; Kilobarmeter kbm; $1 \text{ vm} = 1 \text{ kJ} \approx 102 \text{ kbm}$.

d) Leistung: Watt und Kilowatt W, kW; neben Kilowatt auch Großpferd, GP; $1 \text{ kW} = 1 \text{ GP} = \text{vm s}$.

e) Spannung: Vis auf das Quadratcentimeter v/cm^2 ; Kilobar auf das Quadratmillimeter, auf das Quadratcentimeter kb mm^2 , kb/cm².

Atmosphäre, Abkürzung:

$1 \text{ Atm} = 76 \text{ cm Hg}$ von 0° (physikalische Atmosphäre).

$1 \text{ at} = 1 \text{ kb/cm}^2$ (technische Atmosphäre).

12. Einheiten für Wärmegrößen:

Celsiusgrad °C; Gramm-Calorie cal; Kilogramm-Calorie kcal.

13. Einheiten für Lichtgrößen:

Kerze (Hefnerkerze) HK; Lumen (Hefnerlumen) Lm; Lux (Hefnerlux) Lx.

14. Einheiten für elektrische Größen:

Ampere A	Siemens S	Watt W
Volt V	Coulomb C	Farad F
Ohm Ω	Joule J	Henry H
Voltcoulomb VC	Voltampere VA	
Wattstunde Wh	Amperestunde Ah	
Milliampere mA	Mikrofarad μF	
Kilowatt kW	Megohm $M\Omega$	

Bericht über die Äußerungen zum Entwurf VII, Einheitsbezeichnungen.

Von K. SCHEEL und K. STRECKER.

Es lagen Äußerungen vor vom Elektrotechnischen Verein dem Verein deutscher Ingenieure (Bezirksvereine Berg, Bodensee, Braunschweig, Dresden, Elsaß - Lothringen, Franken - Oberpfalz, Hamburg, Karlsruhe, Cöln, Magdeburg, Mannheim, Oberschlesien, Ostpreußen, Rheingau, Schleswig-Holstein, Unterweser, Württemberg), dem Verein Deutscher Maschineningenieure, dem Schleswig-Holsteinschen Elektrotechnischen Verein, von Herrn Prof. GRÜBLER in Dresden, Herrn Geh. Baurat PFARR in Darmstadt und Herrn

Regierungsbaumeister A. GRUBE in Breslau. Ferner ist bei den Verhandlungen einer Kommission der Internationalen Elektrotechnischen Kommission auf den Gegenstand eingegangen worden, auch liegt eine bei dieser Gelegenheit herbeigeführte Äußerung des Herrn Professors GUILLAUME (Bureau international des poids et mesures) und Professors JANET, Paris, vor.

Im ganzen lauten die Äußerungen zustimmend. Der Teil A des Entwurfes der Leitsätze hat allgemein Zustimmung gefunden. Die Vorschläge des Teiles B dagegen haben mancherlei und starken Widerspruch erfahren.

Zu B 9 d, Gewichte oder Massen: Es wird eine Bezeichnung für 100 kg gewünscht; das vom Deutschen Bundesrat vorgeschriebene dz, Doppelzentner, sei ungeeignet (wie auch schon in den früheren Erläuterungen angegeben wurde); es wird aber bestritten, daß q, Quintal, nicht im Gebrauch sei; vielmehr werde diese Gewichtseinheit in Frankreich und Italien viel gebraucht. Von anderer Seite wird hkg und dt, Hektokilogramm und Dezitonne, vorgeschlagen; hkg ist nicht zu empfehlen; mehrfache Vorsätze werden sonst nicht benutzt. Dagegen wäre gegen dt nicht viel einzuwenden.

Erkundigungen haben ergeben, daß tatsächlich quintal in Frankreich, quintale in Italien viel gebraucht wird. Doch scheint es sich nicht gerade zum internationalen Gebrauch zu eignen, da dem q weder im Deutschen noch im Englischen eine passende Bedeutung untergelegt werden kann.

Es wird daher dt vorgeschlagen und zur Erörterung gestellt. Da das Zeichen dz vom Deutschen Bundesrat vorgeschrieben ist, kann selbstverständlich der AEF nicht statt dessen ein anderes Zeichen einführen; es handelt sich vielmehr zunächst um die Frage, ob die Gründe, die gegen dz sprechen, wichtig genug sind, um eine Änderung anzustreben, und ob dt als geeigneter Vorschlag anzusehen ist. Weitere Schritte bei den Behörden, um eine Änderung des Zeichens für 100 kg herbeizuführen, müßten vorbehalten bleiben.

Zu 10. Die Abkürzungen st, mn, sk haben keinen Beifall gefunden; es wird hervorgehoben, daß st nicht international zu gebrauchen sei (Leitsatz A 8); auch liefere es ungeschickte Zusammenstellungen, z. B. kWst, Ast. Es wird vorgeschlagen:

1. dieselben Zeichen für Zeiträume und Zeitpunkte zu gebrauchen, die ersten auf der Linie, die zweiten erhöht: h, min, sec;

2. Zeiträume, h, min, sec auf der Linie; Zeitpunkte h (erhöht), ', '';

3. für Sekunde das Zeichen s;

4. die Zeitpunkte der Uhrzeiten in einer der folgenden Formen anzugeben: 3^{20} oder $3^{20'} 10''$ oder 3.20.10;

5. Minute und Sekunde nicht mn, sk abzukürzen, sondern min, sek, und auch bei den Zeitpunkten sek zu schreiben.

Auch die Verhandlungen der IEC haben große Abneigung gegen das Zeichen st für Stunde ergeben. International brauchbar ist nur h, hora, heure, hour, das ja auch unserem Uhr zugrunde liegt.

Vom AEF wird empfohlen, als Zeichen für Stunde h, als Zeichen für Sekunde s zu nehmen. Für Minute läßt sich m nicht allgemein anwenden. Es scheint aber zweckmäßig, einfaches m da zuzulassen, wo kein Zweifel möglich ist; also bei Angaben, wo gleichzeitig mit den Minuten noch Stunden oder Sekunden angegeben werden, wie $3^h 20^m$ oder 5 m 20 s. Im übrigen erscheint es erwünscht, als die alleinstehende Abkürzung für Minute das allgemein gebräuchliche min, nicht wie im bisherigen Vorschlag mn, zu wählen.

Die Schreibweise sek empfiehlt sich nicht; sie ist nicht international zu gebrauchen. Andererseits dürfte es zu weit gehen, in solchen Fällen sich auf die deutsche Rechtschreibung zu berufen; wir schreiben ja auch Zentimeter und gebrauchen als Zeichen cm.

Die Zeichen für Bogenminute und -sekunde auch für die Zeit anzuwenden, scheint nicht zweckmäßig; Verwechslungen und Zweifel dürften nicht ausbleiben. Die Bogenminute z. B. ist der 5400. Teil des Kreises, die Zeitminute der 1440. Teil des Tages. Die Zahlen ohne Einheitszeichen nebeneinander zu schreiben, wie in Fahrplänen, erscheint da unbedenklich, wo nur von Zeitangaben die Rede ist; allein um diesen Fall handelt es sich nicht; vielmehr soll jede vollständige Angabe einer Größe stets auch die Angabe der Einheit, in der sie ausgedrückt wird, enthalten.

Zu 11a und b. Die vorgeschlagene Unterscheidung zwischen Masse und Kraft hat zwei verschiedene Arten von Widerspruch hervorgerufen. Während die einen dem Sinn des gemachten Vor-

schlages zustimmen, den Stern als Kennzeichen der Kraft aber ablehnen, wünschen die anderen, entgegengesetzt dem Vorschlag, die Einheit der Kraft ohne Kennzeichen zu lassen, den Stern aber der Einheit der Masse anzuhängen. Diese Verschiedenheit beruht auf den gewohnten Maßsystemen, dem absoluten und dem technischen.

Es liegen schließlich zwei Vorschläge vor: der eine, die Masseneinheit, der zweite, die Krafteinheit anders zu nennen. Den Einheiten der Masse und der Kraft verschiedene Namen zu geben, scheint unerläßlich zu sein. Daß man die im bürgerlichen Leben allgemein gebräuchliche Masseneinheit, die gesetzlich und international Gramm heißt, nunmehr anders nennen könnte, ist ausgeschlossen. Damit fällt der eine Vorschlag, wonach die Masseneinheit Newton genannt werden sollte. Es bleibt nur der Vorschlag, die Krafteinheit, die bisher von den Ingenieuren Gramm genannt wurde, anders zu nennen. Herr E. BUDDE hat dafür den Namen Bar (vom griechischen βαρύς, schwer) vorgeschlagen (vgl. „ETZ“ 1911, S. 53, „Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing.“ 1913). Im Jahre 1900 ist auf dem Physikerkongreß in Paris der Beschluß gefaßt worden, die absolute Einheit für den Druck auf die Flächeneinheit Barye zu nennen. Herr BJERKNES hat um dieselbe Zeit die Größe 10^6 Dyn/cm² ein Bar genannt. Wann der Name in dieser Bedeutung zum erstenmal in einer Veröffentlichung gebraucht wurde, hat sich noch nicht feststellen lassen. Die neue Einheit wird in der Ozeanographie und Meteorologie bereits viel gebraucht. Die Internationale Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt hat im Mai 1912 den Beschluß gefaßt, diese Einheit einzuführen; der Beschluß bedarf noch der Bestätigung durch das Internationale meteorologische Komitee (März 1913, Rom). Der Einheitsname Bar ist ferner 1904 von Herrn Th. W. RICHARDS empfohlen worden (The methods of determining compressibility, Carnegie-Publication, Nr. 7; ZS. f. physik. Chemie 49, 1, 1904); das Bar sollte der Druck eines Dyn auf 1 cm² sein. Diese Einheit ist inzwischen auch in wissenschaftlichen Arbeiten benutzt worden.

Es kann demnach bezweifelt werden, ob man den Namen Bar für die Krafteinheit benutzen darf; wenn man dies nicht für zulässig hält, muß ein anderer Name gefunden werden. Doch sollte zunächst die Erörterung nicht durch die Wahl des neuen Namens, der vermutlich gerade bei dieser Erörterung gefunden

wird, aufgehalten werden; es ist daher, vorbehaltlich einer Änderung des Namens selbst, vorläufig Bar dafür gesetzt worden. Das Tausendfache davon heißt alsdann Kilobar (Schwere des Kilogramms), das Millionfache Megabar (Schwere der Tonne). Mit der Annahme dieses Vorschlages, für die Schwere des Gramms einen neuen Namen zu wählen, würden zahllose Schwierigkeiten und Mißverständnisse verschwinden. Er wird demnach dringend empfohlen.

Herr GRÜBLER schlägt noch eine weitere Einheit vor. Die Krafteinheit des CGS-Systems, das Dyn, ist eine für technische Rechnungen unbequem kleine Kraftgröße; auch das Megadyn ist für viele Rechnungen noch nicht groß genug, wohl aber die Kraft, welche der Tonnenmasse die Beschleunigung 1 ms^{-2} (die Beschleunigungseinheit im metrischen System) erteilt. Diese Krafteinheit (GRÜBLER hat in der Zeitschr. d. Ver. deutsch. Ing. 1892, S. 834, für sie das Wort „vis“ in Vorschlag gebracht) beträgt $10^8 \text{ Dyn} = 100 \text{ Megadyn}$ und entspricht annähernd der Schwere von 100 kg. Die entsprechende Arbeitseinheit wäre das Vismeter; die zugehörige Leistungseinheit, 1 Vismeter in der Sekunde, ist unter dem Namen Kilowatt eine längst bekannte Größe. Die vorgeschlagene Krafteinheit paßt demnach besonders gut in das vom absoluten Maßsystem abgeleitete System der Elektrotechnik.

Als Einheitszeichen würde man nehmen $v = \text{vis}$, $\text{vm} = \text{Vismeter}$; $1 \text{ vm/s} = 1 \text{ kW}$. Es ist ferner $1 v \approx 102 \text{ kb}$.

Herr GRUBE wünscht zwischen statischer und dynamischer Kraft zu unterscheiden; er hält sie nicht für dimensionsgleich (vgl. ZS. d. Verb. Deutsch. Ing.- u. Arch.-Ver. 1912, S. 152, 162), so daß es unrichtig sei, eine Gleichung wie $1 v \approx 102 \text{ kb}$ zu schreiben. Es handelt sich bei dem Bedenken des Herrn GRUBE um eine grundsätzliche Frage, die nicht zu dem vorliegenden Gegenstand gehört; die hier benutzten Gleichungen beruhen auf der allgemein anerkannten Grundlage, welche zwischen statischer und dynamischer Kraft nicht unterscheidet und Gleichungen wie die obige für einwandfrei hält.

Zu 11c. Wird als technische Krafteinheit Bar angenommen, so heißt die Arbeitseinheit Kilobarmeter, kbm. Man würde nicht Meterkilobar (früher Meterkilogramm) sagen; denn in dem Zeichen mkb würde m als Vorsatz vom Werte 10^{-3} aufgefaßt werden können, so daß sich $\text{mk} = 10^{-3} \cdot 10^8 = 1$ ergäbe.

Zu 11d. Es wird, besonders von seiten der Elektrotechniker, aber auch aus den Reihen der Ingenieure gegen den weiteren Gebrauch der Pferdestärke Einspruch erhoben. Da diese Frage bereits durch Satz IV erledigt ist, so kann als feststehend angesehen werden, daß die Leistungseinheit das Kilowatt oder Großpferd ist; alles was im früheren Entwurf mit der Bezeichnung Pferdestärke, Pferd zusammenhängt, also auch die Pferdestärkenstunde, fällt weg.

Zu 11e. Wird Bar als Krafteinheit angenommen, so muß auch dieser Absatz entsprechend geändert werden.

Es wird von einer Seite vorgeschlagen, die Schreibweise kbmm^{-2} , kbcm^{-2} anzuwenden. Es scheint aber besser, es bei der des Entwurfs zu belassen; der schräge Strich trennt Zähler und Nenner besser, als ein etwa zu lassender Zwischenraum, und negative Exponenten erfordern stets größere Sorgfalt beim Schreiben und Lesen. Da die Schreibweise ebenso richtig ist wie die oben vorgeschlagene, so bleibt es jedem unbenommen, sie anzuwenden, wo er es für zweckmäßig hält.

Zu 12. Der Unterschied zwischen der Schreibweise Cal und cal wird als zu gering angesehen. Es wird außerdem darauf aufmerksam gemacht, daß das Verhältnis der beiden Kalorien, 1:1000, am besten dadurch ausgedrückt werde, daß man die kleine Kalorie, Grammkalorie, wie bisher mit cal, die große oder Kilogrammkalorie mit kcal bezeichnet.

Von einer Seite wird der Wunsch wiederholt, die Kalorie Wärmeeinheit zu nennen; weshalb dies nicht angeht, ist in den früheren Erläuterungen zum Entwurf VII ausführlich dargelegt worden.

Zu 13. Die Lichtgrößen haben kein erhebliches Interesse gefunden. Von einer Seite wurde der Vorschlag gemacht, Lux nicht abzukürzen, sondern auszuschreiben.

Zu 14. Statt des \mathcal{O} wird von einer Seite O mit wagerechtem Strich empfohlen. Der Blitzpfeil soll auf die elektrische Natur der dargestellten Einheit hinweisen, der wagerechte Strich hat keinen derartigen Sinn. Dagegen wird die Null oder das Nichts oft durch ein wagerecht durchstrichenes O dargestellt. Von anderer Seite wünscht man das Ω für Ohm; es liegt aber kein rechter Grund vor, von dem Leitsatz A 1 abzuweichen.

Es wird dann noch die Amperewindung, A_w , zur Aufnahme empfohlen. Es wäre zweckmäßig, hier das Ergebnis der Beratung über Entwurf IX, Durchflutung und Strombelag, abzuwarten.

Für die mit Stunde zusammengesetzten Einheiten ergibt sich noch der Vorschlag: Wattstunde Wh , Amperestunde Ah . Wir würden durch Annahme dieser Vorschläge in wünschenswerte Übereinstimmung kommen mit der Internationalen Elektrotechnischen Kommission, deren Unterkommission die unter Nr. 14 aufgeführten Einheitszeichen des AEF zum größten Teil angenommen hat. Eine Änderung wurde vorgenommen bei denjenigen Zeichen, welche die Stunde enthalten; für Stunde konnte nicht st angenommen werden, vielmehr wurde h gewählt, wie auch in diesem Bericht unter 10 vorgeschlagen wird. Besonders ist hervorzuheben, daß die Unterkommission der IEC unseren Vorschlag kW , mA , μF angenommen hat. Auch unser Vorsatz M wurde gebilligt. Dagegen trug man Bedenken, dem Vorschlag Siemens S und dem Zeichen Ω für Ohm beizustimmen. Herr Professor GUILLAUME und Herr Professor JANET in Paris haben sich bei dieser Gelegenheit zu den Vorschlägen des AEF geäußert, der erstgenannte über die Längen- und Gewichtseinheiten (außer dem neuen Vorschlag dt), der andere über kW , μF usw. Jener sagt, daß unsere Vorschläge mit dem Gebrauch des Bureau international des poids et mesures übereinstimmen, dieser billigt unsere Schreibweise vollständig.

***Über das Absorptionsvermögen im elektrischen Felde;
von H. J. v. d. Bijl und G. Szivessy.***

(Eingegangen am 24. Februar 1913.)

§ 1. Zur Erklärung der in einem isotropen Körper durch ein elektrisches Feld hervorgerufenen Doppelbrechung hat Herr LANGEVIN¹⁾ die schon früher von LARMOR²⁾ aufgestellte Hypothese angenommen, daß ein elektrisches Feld eine orientierende Wirkung auf die im ursprünglich isotropen Körper regellos gerichteten Moleküle ausübt. Die theoretischen Entwicklungen führten LANGEVIN zu Resultaten, welche mit bisherigen experimentellen Ergebnissen übereinstimmen. Bei der Weiterführung der LANGEVINschen Theorie gelangte unlängst Herr W. VOIGT³⁾ zu dem Resultate, daß die elektrische Doppelbrechung von einem Dichroismus begleitet sein muß und folgerte hieraus, daß bei einer absorbierenden Substanz das Absorptionsvermögen für natürliches Licht im elektrischen Felde geändert wird.

Nach dieser letzteren, von der Theorie vorausgesagten Erscheinung haben die Herren ZEEMAN und HOOGENBOOM⁴⁾ bei Salmiakdampf gesucht und glauben sie gefunden zu haben. Zwischen die Platten eines Kondensators wurde eine Salmiakwolke gebracht und paralleles weißes Licht hindurchgeschickt. Beim Durchblick erschien das Gesichtsfeld mattgelb, ging aber nach Erregung eines elektrischen Feldes zwischen den Kondensatorplatten in röteren Ton über.

Es ist nicht zu erkennen, inwieweit bei diesem Versuche von ZEEMAN und HOOGENBOOM die Beobachtung durch Beugungserscheinungen beeinflusst wurde⁵⁾, welche bei einer Wolke suspendierter Teilchen auftreten und bei einer bestimmten Orientierung der Teilchen sich ändern können.

¹⁾ P. LANGEVIN, Le Radium 7, 249, 1910.

²⁾ J. LARMOR, Phil. Trans. (A) 190, 232, 1897.

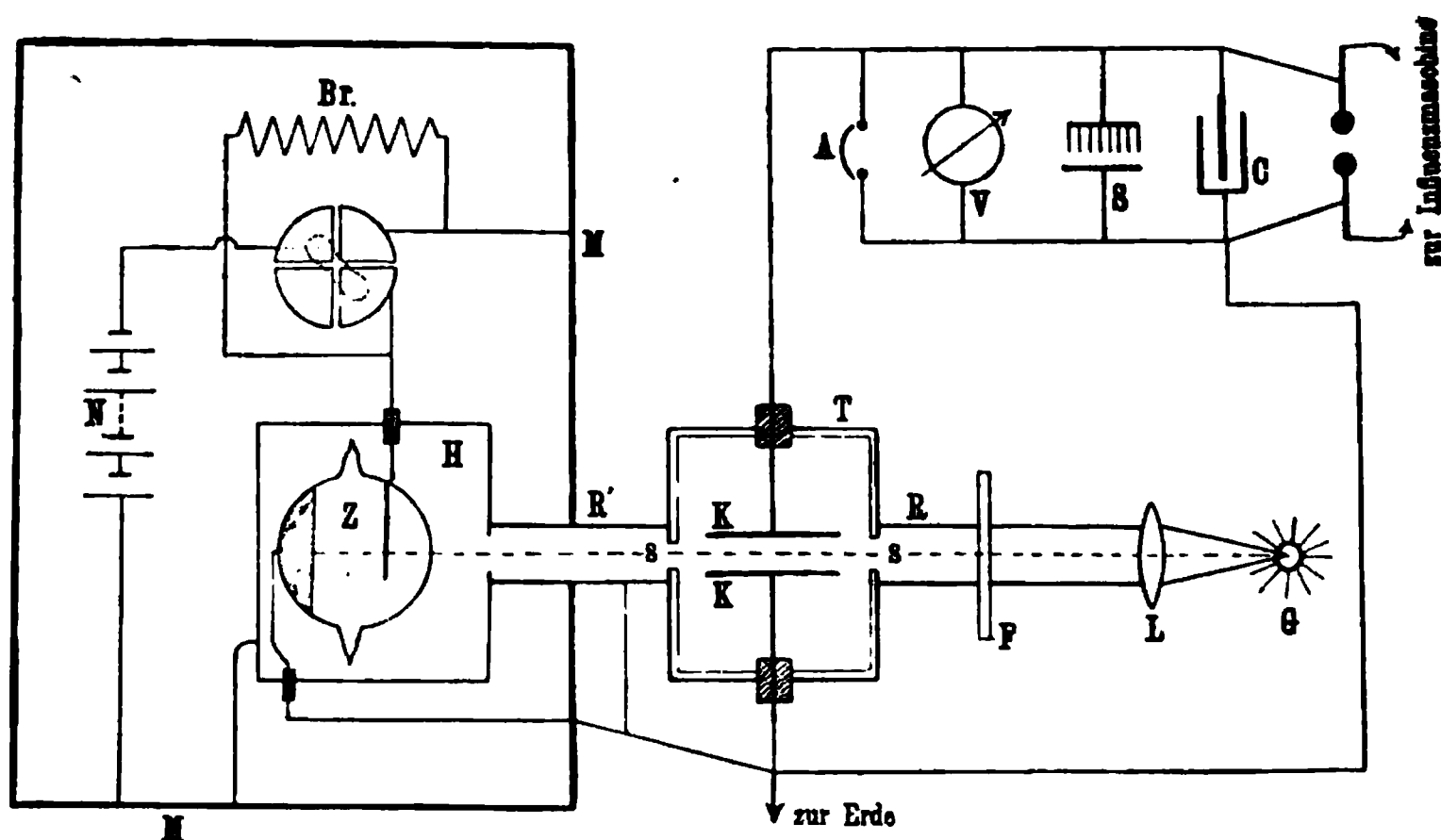
³⁾ W. VOIGT, Gött. Nachr., Math.-phys. Kl. 1912, S. 577.

⁴⁾ P. ZEEMAN und C. M. HOOGENBOOM, Phys. ZS. 13, 913, 1912.

⁵⁾ W. VOIGT, l. c., S. 589.

Wir haben deshalb das Absorptionsvermögen im elektrischen Felde mittels einer objektiven Methode bei einer homogenen Substanz mit starker elektrischer Doppelbrechung (reinem Schwefelkohlenstoff) untersucht.

§ 2. Die Methode beruht auf lichtelektrischer Photometrie. Das Prinzip der Versuchsanordnung war folgendes: Paralleles Licht wurde durch einen mit Schwefelkohlenstoff gefüllten Kondensator geschickt und fiel dann auf eine lichtelektrische Kaliumzelle. Die Stärke des in dieser entstehenden Stromes, welcher bei der verwendeten mittleren Lichtstärke dieser proportional ist, wurde elektrometrisch gemessen, einmal ohne



daß zwischen den Kondensatorplatten ein elektrisches Feld bestand, dann nach Erregung eines solchen.

Bezüglich der Einzelheiten der Versuchsanordnung ist folgendes zu bemerken (s. Figur). Als Lichtquelle G diente eine 100kerzige Glühlampe. Das Licht, durch eine Linse L parallel gemacht, durchsetzte die Platten des Kondensators K . Die schwarzen Röhren R und R' hielten fremdes Licht fern.

Der Kondensator K bestand aus zwei parallelen Messingplatten von 5 cm Länge und 3 cm Breite. Der Plattenabstand betrug 4,5 mm. Der Kondensator befand sich in einem sorgfältig gereinigten und außen mit schwarzem Papier beklebten Spiegelglasstrog T . Zwei gegenüberliegende, in die Papierhülle geschnittene

4 mm breite Spalte s ermöglichten den Lichtdurchgang. Der Trog war mit Schwefelkohlenstoff soweit gefüllt, daß die Platten vollständig in der Flüssigkeit untertauchten. Der Schwefelkohlenstoff, als chemisch rein von KAHLBAUM bezogen, wurde längere Zeit mittels eines starken elektrischen Feldes (welches aber kleiner war als das später bei den Messungen verwendete) elektrisch gereinigt. Er hielt Felder von mehr als 25 000 Volt/cm aus, was seinen hohen Reinheitsgrad beweist. Den Trog verschloß ein Messingdeckel, durch welchen die zur Spannungsquelle führenden Zuleitungsdrähte isoliert hindurchgingen.

Als Spannungsquelle diente eine 20plattige TÖPLERSche Influenzmaschine mit Motorbetrieb, deren einer Pol dauernd an Erde lag. Zur Konstanthaltung der Spannung waren die Pole mit den Belegungen einer Batterie von vier großen, parallel geschalteten Leidener Flaschen C verbunden. Die Regulierung der Spannung besorgte der Nebenschluß S , bestehend aus beweglich aufgehängter Platte und System gegenüberstehender Spitzen. Die Einstellung auf verschiedene Spannungen erfolgte durch Änderung des Abstandes zwischen Spitzen und Platte. Die Spannungen wurden an dem geeichten BRAUNschen Elektrometer V abgelesen. Mittels des Ausschalters A konnte das Feld zwischen den Kondensatorplatten beliebig zum Verschwinden gebracht oder erregt werden.

Zur Messung der Stärke des aus dem Schwefelkohlenstoffkondensators kommenden Lichtes diente, wie bereits erwähnt, eine lichtelektrische Kaliumzelle Z . Dieselbe war so orientiert, daß die Oberfläche der Kaliumschicht senkrecht zum Strahlengang stand. Die Kaliumschicht war dauernd geerdet. Eine geerdete Messingblechhülle H hielt fremdes Licht ab. Der der Kaliumschicht gegenüberstehende Auffangestift stand mit dem einen Quadrantenpaar eines empfindlichen KLEINERSchen Quadrantenelektrometers ¹⁾ in Verbindung, dessen anderes Quadrantenpaar an der Erde lag. Die Nadelspannung N betrug 20 Volt. Der lichtelektrische Strom wurde unter Nebenschaltung eines BRONSON-Widerstandes Br gemessen. Das ganze Elektrometersystem samt Zelle und Nadelbatterie saß in einem geerdeten Metallkasten M , so daß keine isolierte Zuleitung durch den Kasten hindurchführte.

¹⁾ A. KLEINER, Vierteljahrsschr. d. Naturf. Ges. Zürich 51, 226, 1906.

Die Abschirmröhre R' war mit geerdetem Stanniol überzogen. Diese Vorsichtsmaßregeln erwiesen sich als notwendig, weil sonst beim Ein- und Ausschalten der hohen Spannungen der Influenzmaschine Störungen im Elektrometersystem auftraten. Bei vollkommener elektrostatischer Abschirmung blieben aber nicht die geringsten Störungen übrig.

§ 3. Bei den ersten Beobachtungen kam unzerlegtes weißes Licht zur Anwendung. An eine Beobachtung des durch den Strom hervorgerufenen Elektrometerausschlags ohne Feld im Kondensator schloß sich, nach Abheben des Ausschalters A , eine solche mit starkem, elektrischem Felde an. Irgend eine Änderung des Elektrometerausschlages beim Ein- und Ausschalten des Feldes konnte nicht bemerkt werden, während Ausschlagsänderungen von $\frac{1}{2}$ Skalenteil, d. h. von 0,2 Proz. bei 300 Skalenteilen Ausschlag, sicher feststellbar gewesen wären. Als Beispiel seien folgende Ablesungen mitgeteilt:

Feldstärke Volt/cm	Ausschlag ohne Feld	Ausschlag mit Feld
19 000	286,0	286,0
21 000	291,0	291,0
21 000	283,6	289,0

Die den verschiedenen Feldstärken entsprechenden Beobachtungen erfolgten zu verschiedenen Zeiten. Wie ersichtlich, hatte das Feld keine Einwirkung, welche die Beobachtungsgenauigkeit überschritt.

Weiterhin kamen noch Beobachtungen bei begrenztem Spektralbereich des auffallenden Lichtes zur Ausführung. Zu diesem Zweck wurde zwischen Linse L und Trog T eine Uviolglasplatte F eingeschoben, von der wir festgestellt hatten, daß sie alle Wellenlängen größer als $500\mu\mu$ absorbierte. Auch bei diesen Beobachtungen ließ sich keine Einwirkung des elektrischen Feldes auf die Absorption im Schwefelkohlenstoff feststellen, wie aus folgenden Beobachtungen zu entnehmen ist, bei welchen die Genauigkeit der Beobachtung infolge der geringeren Stärke des lichtelektrischen Stromes etwas kleiner, ungefähr 0,3 Proz. war:

Feldstärke Volt/cm	Ausschlag ohne Feld	Ausschlag mit Feld
22 000	201,0	201,0
21 000	202,0	202,0

Es ergibt sich hieraus, daß eine Änderung des Absorptionsvermögens durch ein elektrisches Feld von der Größenordnung 20 000 Volt/cm bei Schwefelkohlenstoff jedenfalls kleiner sein müßte als $\frac{1}{4}$ Proz.

Dresden, Physik. Institut der Techn. Hochschule, Febr. 1913.

***Eine neue thermodynamische Folgerung
aus der Quantenhypothese;***

von Michael Póányi.

(Eingegangen am 20. Februar 1913.)

Bezeichnungen:

- E_T^p = Entropiegehalt eines Körpers bei T und p , berechnet vom chemisch gleichen kondensierten Zustande bei gleichem Druck und $T = 0$;
 dQ = Reversible Wärmezufuhr;
 p = Druck;
 v = Volum;
 T = Absolute Temperatur;
 c_p = Spezifische Wärme bei konstantem Druck;
 c_v = Spezifische Wärme bei konstantem Volum;
 $S_{I,II}$ = Entropieveränderung bei der Umwandlung $I \rightarrow II$;
 $U_{I,II}$ = Energieabgabe bei der Umwandlung $I \rightarrow II$;
 ν = Eigenschwingungszahl des Atoms;
 μ = Gewicht eines Atoms.

§ 1. Die neueren Anschauungen von NERNST und EINSTEIN führen zum Ergebnis, daß jeder kondensierte Körper einen positiven endlichen Entropiegehalt besitzt, und zwar ist

$$E_T^p = \int_0^T \frac{dQ}{T},$$

wobei der Integrationsweg über beliebige, wenn nur kondensierte Zustände führen kann. Fügt man hierzu die Erfahrung, daß jeder nichtkondensierte Körper durch Entropieentnahme kondensiert werden kann, so erhält man den Satz, daß kein Körper weniger Entropie enthalten kann, als er im kondensierten Zustande bei $T = 0$ besitzt.

Insbesondere muß also die Entropieabgabe, die man durch Kompression herbeiführen kann, sich bei fortgesetzter Kompression einem bestimmten Grenzwerte nähern¹⁾.

Wir wollen den Nachweis versuchen, daß dieser Grenzwert gleich dem Entropiegehalt ist, berechnet vom kondensierten Zustande bei $T = 0$.

¹⁾ Das gleiche gilt natürlich von der gleichzeitigen (positiven) Energieabgabe.

§ 2. Thermodynamisch wird dieser Satz — Gleichheit von Druckentlastungsentropie und Entropiegehalt — ausgedrückt durch

$$E_T^p = \int_p^\infty \frac{\partial v}{\partial T} dp, \quad 1)$$

oder wenn es sich um ein kondensiertes System handelt:

$$\int_0^T c_p d \ln T = \int_p^\infty \frac{\partial v}{\partial T} dp. \quad 2)$$

Hieraus folgt

$$\lim_{p=\infty} \int_0^T c_p d \ln T = 0$$

und, da $c_{p=\infty} \geq 0$ und $d \ln T > 0$,

$$c_{p=\infty} = 0. \quad 3)$$

Ferner ist wegen $c_p \geq c_v \geq 0$ auch $\lim_{p=\infty} c_v = 0$. Das heißt, daß

eine Wärmeentnahme bei $p = \infty$ überhaupt nicht möglich ist. Bei $p = \infty$ ist also auch die Strahlung eines Körpers gleich 0.

Beschränken wir uns auf zwei Modifikationen, I, II, desselben Körpers und führen dann das NERNSTsche Theorem ein, so ergibt sich aus 2):

$$\left[\int_0^T c_p d \ln T \right]_I - \left[\int_0^T c_p d \ln T \right]_{II} = \left[\int_p^\infty \frac{\partial v}{\partial T} dp \right]_I - \left[\int_p^\infty \frac{\partial v}{\partial T} dp \right]_{II} \quad 4)$$

Die linke Seite in 4) ist nach dem Theorem von NERNST die Entropieabgabe, die bei der Umwandlung $I \rightarrow II$ erfolgt. Handelt es sich im speziellen um eine isotherme Umwandlung bei konstantem Druck, so ist

$$S_{I,II} = \int_p^\infty \left\{ \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_I - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{II} \right\} dp, \quad 5)$$

was in bemerkenswerter Analogie zur Beziehung des NERNSTschen Theorems

$$S_{I,II} = \int_{-\infty}^T (c_I - c_{II}) d \ln T \quad 6)$$

steht.

Für $p = \infty$ hat man nun $\lim_{p=\infty} S_{I,II} = 0$ und auch $\lim_{p=\infty} \frac{\partial U_{I,II}}{\partial T} = 0$. Der Satz 1) ergibt also auch eine vollständige Analogie

*

zwischen $T = 0$ und $p = \infty$, hier wie dort sind die spezifische Wärme, die Strahlung, der Entropiegehalt und die Entropiedifferenzen gleich Null.

§ 3. Wir wollen nun den Versuch machen, die Notwendigkeit dieses Satzes aus der Quantenhypothese abzuleiten. Direkt aus der Quantenhypothese soll zuerst die Analogie der Zustände bei $p = \infty$ und $T = 0$ abgeleitet werden, indem es gezeigt werden soll, daß für beide Zustände die Atome als regungslos vorausgesetzt werden müssen. Damit ist dann auch die Grundannahme der obigen Hypothese, $\lim_{p=\infty} E_T^p = 0$, bewiesen.

Die nachfolgenden Betrachtungen bilden die Erweiterung der MADELUNGSchen¹⁾ und EINSTEINSchen²⁾ Berechnungen der Eigenschwingungen aus der Kompressibilität auf den Grenzwert der Eigenschwingungszahl chemisch und physikalisch beliebiger Körper bei $p = \infty$. Die Voraussetzungen dieser Berechnungen gelten bei gewöhnlichen Drucken nur für einatomige Elemente und lose Verbindungen (binäre Salze); wir werden zeigen müssen, daß sie bei hohen Drucken allgemein gültig werden.

Vor allem sei aber betont, daß diese Voraussetzungen für Elemente und lose Verbindungen ohne weiteres bis $p = \infty$ aufrecht erhalten werden müssen, wodurch es hier ermöglicht wird, durch direktes Einsetzen der zu $p = \infty$ gehörigen Werte in die Beziehung von EINSTEIN und MADELUNG, den Grenzwert der Schwingungszahl für $p = \infty$ zu berechnen. Diese Berechnung führt, wie man sehen wird, zur Schwingungszahl ∞ bei $p = \infty$, was, wie ebenfalls leicht zu zeigen ist, die Bewegungslosigkeit der Atome bedeutet. Es bildet also der Satz 1) für einatomige Elemente und lose Verbindungen einen direkten Ausdruck der MADELUNG-EINSTEINSchen Beziehung zwischen elastischen Kräften und der Schwingungszahl.

Zuerst versuchen wir, die Verallgemeinerung auf beliebige feste Verbindungen bei $p = \infty$ durchzuführen. Die allgemeinste Voraussetzung der MADELUNG-EINSTEINSchen Berechnung ist, daß der Druck des Körpers durch die (intermolekulare und intramolekulare) Abstoßung der Atome zueinander bewirkt wird. Diese Voraussetzung läßt sich ohne weiteres auf beliebige feste Ver-

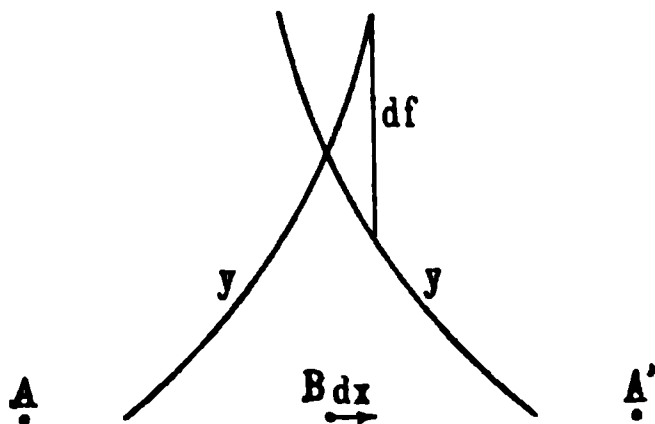
¹⁾ MADELUNG, Phys. ZS. 11, 898, 1910.

²⁾ EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 34, 170, 1911.

bindung erweitern¹⁾. Zweitens ist zur Durchführung der Berechnungen eine gleichmäßige Verteilung der Atome im Raume notwendig. Diese Bedingung wird unter gewöhnlichen Drucken erfüllt sein nur bei einatomigen Elementen und solchen Verbindungen bzw. Polymeren, wo die Atome nur lose zu Molekülen verbunden sind. Bei $p = \infty$ wird auch diese Voraussetzung allgemeingültig, denn es hört hier notwendigerweise die Gruppierung der Atome zu Molekülen auf, da die Wirkung der Annäherungskraft der Affinität neben der Wirkung der Annäherungskraft des äußeren Druckes verschwinden muß, wenn dieser unbegrenzt ansteigt²⁾.

Diese Voraussetzungen lassen sich nun auf Grund folgender geometrischen Vereinfachung zu einer Berechnung der Schwingungszahl aus dem elastischen Verhalten des Körpers verwerten³⁾.

Man denkt sich zunächst die Atome in drei rechtwinkligen Richtungen nebeneinander geordnet. Jedes Atom hat dann 26 Nachbaratome, auf die alle Wechselwirkungen des Atoms zum Körper zu beschränken sind. Zur weiteren Vereinfachung der Rechnungen denkt man sich die 26 Nachbaratome auf eine Kugelfläche angeordnet und ihre Kräfte auf diese Fläche gleichmäßig verteilt; das Flächenelement, das durch einen elementaren Raumwinkel dk ausgeschnitten wird, zählt dann als $26 \frac{dk}{4\pi}$ Moleküle.



Die Berechnung des Grenzwertes von ν für $p = \infty$ ergibt sich nun leicht aus der Betrachtung eines linear beschränkten dreiatomigen Systems.

A , A' und B seien die drei Atome, die Kurven y zeigen die Abnahme der Abstoßungskräfte zwischen A und B einerseits und zwischen A' und B andererseits mit der Entfernung von B zu A bzw. A' an. Die beiden Kurven überkreuzen einander, weil die

¹⁾ Im einzelnen wird sie diesbezüglich besonders von den Untersuchungen von RICHARDS (ZS. f. phys. Chem. 49, 15, 1904) begründet.

²⁾ Diese Forderung kann man für sich prüfen, indem sie die Additivität des Volums bei $p = \infty$ fordert.

³⁾ Wir folgen hier im einzelnen dem Gedankengange von EINSTEIN (l. c.).

Figur den mäßig komprimierten Zustand darstellt. Die Kraft, die auftritt, wenn B aus seiner Ruhelage um dx elongiert wird, ist gleich der Differenz der abstoßenden Kräfte von A und A' . Sie ist auf der Figur mit df bezeichnet; man sieht, daß sie zugleich mit der zwischen A und A' wirkenden abstoßenden Kraft unendlich wird. Es ist nämlich

$$\frac{df}{dx} = 2 \frac{dy}{dx}, \text{ also } \lim_{y \rightarrow \infty} \frac{df}{dx} = \infty.$$

Wie ersichtlich, wird bei $p = \infty$ die Schwingungszahl in der Richtung $A - A'$ unendlich werden.

Führt man die Berechnung nun weiter durch, so zeigt sich, daß das Atom B sich gegen alle Richtungen des Raumes so verhalten muß wie gegen $A - A'$. Wird nämlich ein Atom in einer beliebigen Richtung elongiert, die den Winkel φ zur Richtung des elementaren Raumwinkels dk einschließt, so wirkt auf dasselbe von seiten des Kugelflächelementes $\frac{dk}{4\pi}$ in zentraler Richtung die Kraft: $-\frac{26}{4\pi} \cdot 2 \cdot dk \frac{dy}{dx} dx \cos^2 \varphi$, was integriert auf die ganze Kugelfläche $\frac{2}{3} \cdot 26 \cdot \frac{dy}{dx} dx$ ergibt. Die Schwingungszahl des Atoms im Mittelpunkte ist daher:

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{3} \cdot 26 \cdot \frac{dy}{dx} \frac{1}{\mu}}$$

und bei $p = \infty$ wird ν zugleich mit p unendlich.

Diese Konsequenz genügt, um auf sie den Satz 1) zu gründen. Durch die Anwendung der Quantenhypothese folgt aus der Schwingungszahl unendlich die spezifische Wärme 0: d. h. der Körper bleibt durch Temperaturveränderungen unbeeinflusst, verharrt also im selben Zustande wie bei $T = 0$. Natürlich ist hierdurch

$$\lim_{p \rightarrow \infty} E_T^p = \lim_{p \rightarrow \infty} \int_0^T \frac{c_v dT}{T} = 0^1), \quad 7)$$

was sich auch direkt aus dem atomkinetischen Bilde der Entropie ergibt. Hierin ist aber der Satz 1) schon enthalten, denn es ist nach dem zweiten Hauptsatze

¹⁾ Formell wird hierbei vorausgesetzt, daß $p [= f(v, T)]$ bei Verkleinerung von v für beliebiges T unbegrenzt anwächst.

$$\left[\int_p^\infty dS \right]_{T \text{ const}} + \lim_{p \rightarrow \infty} \left[\int_T^0 dS \right] + \lim_{T \rightarrow 0} \left[\int_\infty^p dS \right] + \left[\int_0^T dS \right]_{p \text{ const}} = 0,$$

worin nach 7) das erste Glied und nach dem Theorem von NERNST das dritte Glied gleich 0 wird, und damit ist

$$\left[\int_0^T dS \right]_{p \text{ const}} = - \left[\int_T^0 dS \right]_{T \text{ const}},$$

was umgeschrieben in

$$\int_0^T \frac{c_p dT}{T} = \int_p^\infty \frac{\partial v}{\partial T} dp = E_T^p$$

übergeht.

Bisher haben wir uns auf völlig kondensierte, also feste Verbindungen beschränkt. Diese Einschränkung kann aber weggelassen werden, da, wie leicht ersichtlich, bei hohen Drucken ein jeder Körper die Eigenschaften eines kondensierten Körpers annehmen muß. Daß nämlich bei gewöhnlichen Drucken einzelne Körper kondensiert sind und andere nicht, das wird durch die relativ große Anziehung der Atome zueinander in ersteren Substanzen bedingt; dieser Unterschied muß sich aber durch Druckerhöhung ausgleichen, da diese äquivalent zur Steigerung der Anziehung ist. Es erfolgt dann ein Übergang der translatorischen Bewegung zu Schwingungen, indem sich eine Ruhelage der Atome entwickelt¹⁾. Ein wohlbekannter Übergang dieser Art ist durch die Unterkühlung von Flüssigkeiten zu festen Stoffen gegeben; auch bei Druckerhöhung, ähnlich wie bei Abkühlung, tritt ein Ansteigen der Viskosität von Flüssigkeiten auf.

Über die Aussichten einer experimentellen Verifikation des Satzes 1) und seine Beziehungen zur Zustandsgleichung soll an anderem Orte berichtet werden.

Karlsruhe i. B., Phys.-chem. Inst. d. Techn. Hochschule.

¹⁾ Ein Bild für die Form des Überganges kann etwa die Brownsche Bewegung liefern.

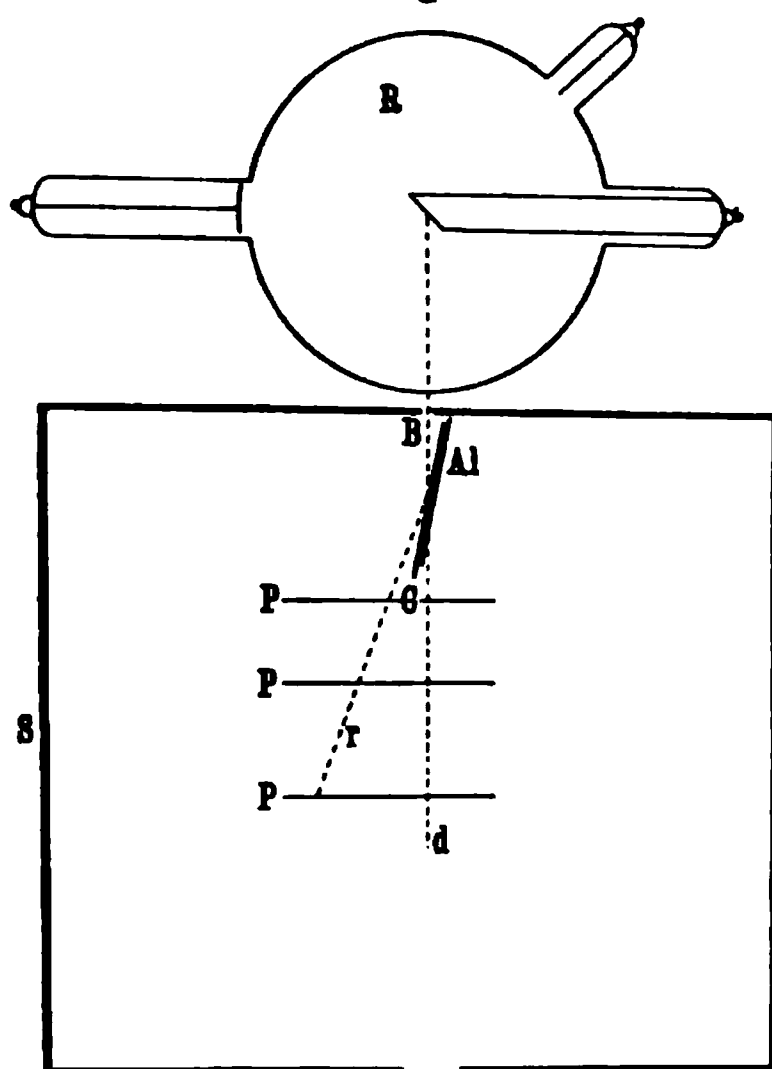
**Erzeugung
von Interferenzfranzen durch Röntgenstrahlen;
von E. Hupka und W. Steinhaus.**

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Eingegangen am 26. Februar 1913.)

Läßt man Röntgenstrahlen fast streifend an Glimmer oder Steinsalz reflektieren, so erhält man auf der photographischen Platte an der Durchstoßstelle des reflektierten Strahles zwei durch einen hellen Zwischenraum getrennte Flecke. Bei näherer Untersuchung dieser

Fig. 1.



R Röntgenrohr, *B* Blende, *C* Kristallplatte,
Al Kristallträger, *PPP* photograph. Platte,
S Schutzkasten, *d* durchgehender Strahl,
r reflektierter Strahl.

Flecke, ev. mit der Lupe, erkennt man, daß dieselben aus einem System paralleler äquidistanter Streifen bestehen, die senkrecht zur Reflexionsebene verlaufen.

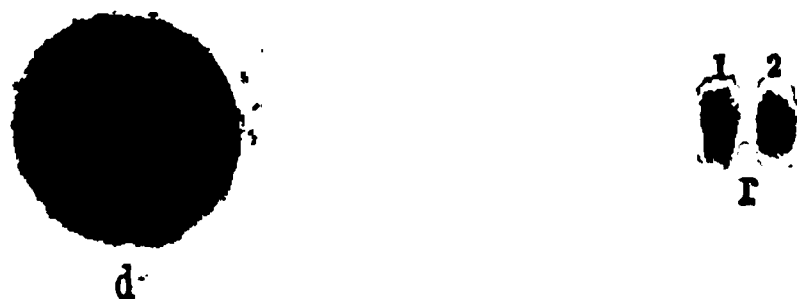
Wir erhielten dieses Resultat mittels folgender Anordnung: Eine Intensitäts-Röntgenröhre (Mammutröhre von C.H.F. MÜLLER, Hamburg) wurde mit einem Induktor und rotierendem Unterbrecher betrieben. Die von der Antikathode ausgehende Röntgenstrahlung fiel durch eine kreisförmige Blende aus Bleiblech von 4 mm Dicke unter einem Winkel von etwa 80° auf eine Glimmer- bzw. Steinsalzplatte von 7 cm Länge und 4 cm Breite. Diese Kristallplatten waren auf ein

Aluminiumblech aufgekittet. Die photographische Platte stand ungefähr senkrecht zum einfallenden Strahlenbündel. Einzelheiten der Anordnung sind aus Fig. 1 ersichtlich. Die Blende *B* hatte bei dem ersten Versuch einen Durchmesser von 4 mm, bei den

folgenden Versuchen einen solchen von etwa 1 mm. Die photographische Platte wurde nacheinander in die Abstände 7, 10 und 15 cm von der Blende gebracht; der Winkel blieb hierbei ungeändert. Die Streifen waren bald in dem einen, bald in dem anderen Flecken zu erkennen. In einem Falle traten sie in beiden Flecken auf. Der Streifenabstand wuchs bei konstantem Einfallswinkel mit dem Abstand der photographischen Platte. Bei Steinsalz scheint die Entfernung der Streifen voneinander unter sonst gleichen Bedingungen größer zu sein als bei Glimmer.

Die Expositionen dauerten jeweils eine Stunde. Während dieser Zeit schwankte die Härte der Röhren in weiten Grenzen.

Fig. 2.



Vergrößerter Maßstab. d durchgehender Strahl, r reflektierter Strahl,
1 ohne ausgeprägten Streifen, 2 mit ausgeprägten Streifen.

Einen Einfluß dieser Schwankungen auf den Charakter der Erscheinung haben wir bisher nicht feststellen können.

Die direkt erhaltenen Photogramme lassen sich wegen der geringen Streifenabstände (etwa $\frac{1}{2}$ bis $\frac{1}{4}$ mm) kaum photo-mechanisch reproduzieren. Um jedoch ein Bild von der Art derselben zu geben, haben wir in Fig. 2 eine schematische Wiedergabe einer unserer Aufnahmen versucht.

Die Regelmäßigkeit der Streifenabstände spricht wohl dafür, daß man es hier mit einem Interferenzphänomen zu tun hat. Indessen sind zur Aufklärung der Erscheinung noch weitere Versuche notwendig, mit welchen wir augenblicklich beschäftigt sind.

Auf eine Mitteilung dieser oben beschriebenen Vorversuche haben wir nur deshalb Wert gelegt, weil die Herren BARKLA und MARTYN¹⁾ kürzlich über analoge Erscheinungen berichtet haben.

Charlottenburg, 23. Febr. 1913. Phys.-Techn. Reichsanstalt.

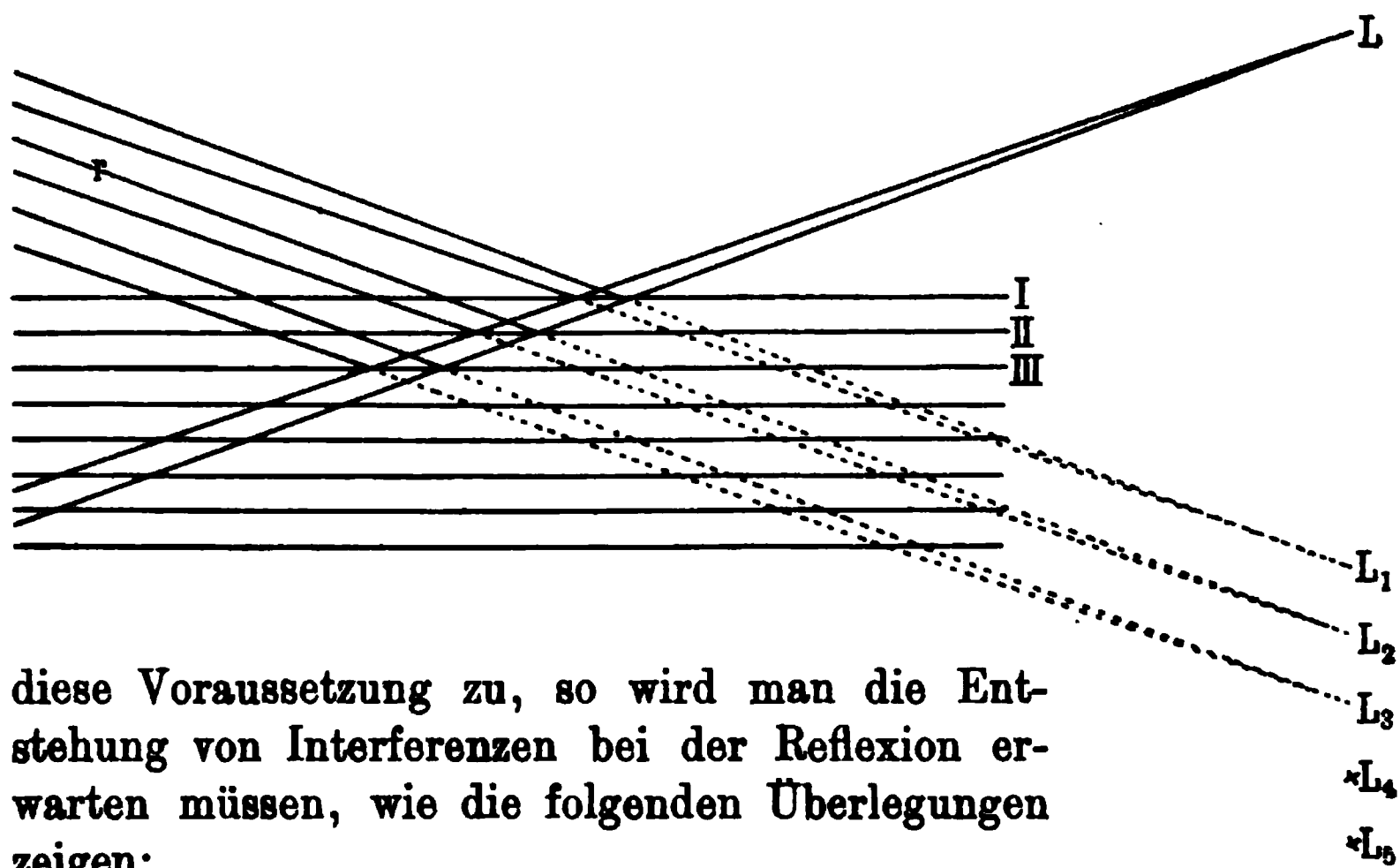
¹⁾ C. G. BARKLA und G. H. MARTYN, Nature 90, 647, 1913.

***Beitrag zur Kenntnis der Natur der Röntgenstrahlen;
von E. Hupka und W. Steinhaus.***

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Eingegangen am 6. März 1913.)

Nachdem durch LAUE¹⁾ dem Kristallgitter für die Röntgenstrahlung dieselbe Rolle zugeschrieben wurde wie dem Diffraktionsgitter für die gewöhnliche Wellenstrahlung, und nachdem von BRAGG²⁾ die Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallflächen gefunden war, lag es nahe, anzunehmen, daß eine Reflexion nicht allein an der äußeren Kristallfläche, sondern an jeder dieser Oberfläche parallelen molekularen Schicht zustande kommt. Trifft



diese Voraussetzung zu, so wird man die Entstehung von Interferenzen bei der Reflexion erwarten müssen, wie die folgenden Überlegungen zeigen:

Denken wir uns in der Figur in L ein in der Antikathode einer Röntgenröhre gebremstes Elektron, so breiten sich von dieser Stelle Röntgenstrahlen in den Raum aus. Greifen wir etwa durch eine Blende ein schmales divergentes Bündel $LOLO'$ heraus und lassen es auf eine Kristallplatte fallen, so wird dasselbe von der obersten Schicht I so reflektiert, daß die reflektierten Strahlen

¹⁾ Münch. Ber. 1912, S. 303—322, 363—373.

²⁾ Nature 90, 410, 1912.

von dem virtuellen Bilde L_1 zu kommen scheinen. Ist a der senkrechte Abstand des Punktes L von der Oberfläche I, so hat L_1 den gleichen Abstand a von der Oberfläche I.

Durch die Reflexion dieses Bündels an der Schicht II ergibt sich analog ein virtuelles Bild L_2 im Abstände $a + c$ von II, oder $a + 2c$ von I, wobei c der Abstand der Schichten I und II ist, d. h. der Abstand zweier Molekel in der Richtung senkrecht zur Oberfläche des Kristalles. Durch Reflexion an der Fläche III erhält man ein virtuelles Bild L_3 im Abstände $a + 4c$ von I usw.

Man ersieht daraus, daß die einzelnen virtuellen Bilder, von denen die an den verschiedenen Schichten reflektierten Strahlen herzukommen scheinen, auf einer Geraden senkrecht zu den Kristallschichten liegen und voneinander doppelten Molekülabstand haben. Man kann also die Bilder $L_1, L_2, L_3 \dots$ auffassen als eine Reihe kohärenter Lichtpunkte, die in gleicher Phase schwingen und voneinander den gleichen Abstand $2c$ haben.

Unter dieser Annahme wird man erwarten, daß in dem Gebiete r Interferenzen zustande kommen, die sich auf der photographischen Platte durch ein System äquidistanter Linien kennzeichnen. Der Winkelabstand zweier solcher Streifen beträgt nun angenähert $\lambda/2c$ (wenn nämlich der Abstand klein ist und der Neigungswinkel der Strahlen gegen die Kristallplatte sich mit seinem Sinus vertauschen läßt, d. h. bei fast streifender Inzidenz); hierin bedeutet λ die Wellenlänge der interferierenden Strahlen. In einem von uns beobachteten Falle betrug der Abstand der photographischen Platte von der Antikathode etwa 20 cm, der Abstand zweier Interferenzstreifen bei Versuchen mit Steinsalz etwa 0,5 mm. Hieraus ergibt sich die Wellenlänge λ in folgender Weise:

Es sei $N = 6,2 \cdot 10^{23}$ die Anzahl der Molekeln im Mol, d. h. in unserem Falle bei Steinsalz in 58,5 g; dann sind in 1 g Steinsalz $\frac{6,2 \cdot 10^{23}}{58,5}$ Molekeln vorhanden, also in 1 cm

$$\frac{6,2 \cdot 10^{23} \cdot 2,15}{58,5} = 2,28 \cdot 10^{22} \text{ Molekeln.}$$

Mithin kommen auf 1 cm bei kubischer Anordnung der Molekeln im Kristall

$$\sqrt[3]{2,28 \cdot 10^{22}} = 2,83 \cdot 10^7.$$

Der Abstand c zweier Molekeln voneinander ist also $3,53 \cdot 10^{-8}$ cm. Der Winkelabstand zweier benachbarter Streifen beträgt daher

$$\frac{\lambda}{7,06 \cdot 10^{-8}}.$$

Dieser Abstand ist andererseits gleich

$$\frac{5 \cdot 10^{-2}}{20} = 2,5 \cdot 10^{-3}.$$

So berechnet sich λ zu $1,8 \cdot 10^{-10}$ cm.

Diese Zahl ist mit den Versuchsergebnissen von WALTER und POHL einerseits, von WIEN andererseits vergleichbar. Die ersteren bestimmten nämlich¹⁾ aus direkten Beugungsversuchen die obere Grenze der Wellenlänge der Röntgenstrahlung zu $1,2 \cdot 10^{-9}$ cm. W. WIEN fand zuerst²⁾ aus Energiemessungen an Röntgenstrahlen die Wellenlänge zu 1,15 bzw. $2,3 \cdot 10^{-10}$ cm. Neuerdings hat er³⁾ mit Hilfe des PLANCKschen Wirkungsquantums aus der Geschwindigkeit der von Röntgenstrahlen ausgelösten sekundären Kathodenstrahlung λ zu $6,5 \cdot 10^{-9}$ cm berechnet. Hiermit sind die Versuchsergebnisse von INNES und LAUB⁴⁾ im Einklang.

Versuche an Aluminium, Messing und Glas unter denselben Bedingungen wie mit Glimmer und Steinsalz ließen keine regelmäßige Reflexion erkennen, was seinerzeit bereits von RÖNTGEN festgestellt worden war.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt.

¹⁾ Ann. d. Phys. (4) 29, 331—354, 1909.

²⁾ Ebenda (4) 18, 1000, 1905.

³⁾ Göttinger Nachr. 1907, S. 598—601.

⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 26, 712—726, 1908.

***Eine Vereinfachung der Methode zur Bestimmung
des wirksamen Widerstandes von Schwingungskreisen
mit Hilfe gedämpfter Schwingungen;
von L. Höfelsberger.***

Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Graz Nr. 11.

(Eingegangen am 20. Februar 1913.)

Es sei gegeben ein Erregerkreis (Widerstand w_1 , Dämpfung δ_1 , Dekrement γ_1) und mit ihm gekoppelt ein Meßkreis (w_2 , δ_2 , γ_2). Es soll w_2 bzw. γ_2 bestimmt werden. Zum besseren Verständnis des Folgenden möge zuerst die bisher übliche Methode kurz skizziert werden.

Man nimmt durch Variation der Kapazität des Meßkreises die Resonanzkurve auf und erhält aus dieser nach der Methode von BJERKNES die Summe der Dekremente von Primär- und Sekundärkreis, also $\gamma_1 + \gamma_2$. (Im Meßkreise werde ein Instrument verwendet, dessen Ausschläge proportional dem Stromeffect seien; α_r sei der Ausschlag bei Resonanz.) Dann schaltet man im Sekundärsystem einen kapazitäts- und selbstinduktionsfreien Widerstand w ein. Dadurch wird das Dekrement des Sekundärsystems um eine bekannte Größe η vermehrt. Zugleich sinkt der Resonanzausschlag des Stromeffectes auf α'_r . Durch Aufnahme der Resonanzkurve erhält man $\gamma_1 + \gamma_2 + \eta$.

Es ist dann

$$\gamma_2 = \frac{\eta}{\frac{\alpha_r}{\alpha'_r} \cdot \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2 + \eta} - 1} \quad \text{und} \quad w_2 = \frac{w}{\frac{\alpha_r}{\alpha'_r} \cdot \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2 + \eta} - 1}.$$

Ist η gegen $\gamma_1 + \gamma_2$ zu vernachlässigen, so erhält man die bekannte Näherungsformel:

$$w_2 = \frac{w}{\frac{\alpha_r}{\alpha'_r} - 1}.$$

Im folgenden soll nun ein Verfahren angegeben werden, das gestattet, aus drei Messungen des Stromeffectes ohne Aufnahme einer Resonanzkurve den Widerstand w_2 zu bestimmen.

Die mit dem Index 1 (2) versehenen Größen beziehen sich auf den Primärkreis (Sekundärkreis). I ist der Stromeffect ohne Zuschaltwiderstand, I' und I'' die Effekte nach Zuschaltung der Widerstände w' und w'' , α_r , α'_r , α''_r sind die in der Resonanzstellung gemessenen Ausschläge, die den Stromeffecten I , I' , I'' entsprechen; δ' und δ'' seien die infolge der Zuschaltung von w' und w'' auftretenden Zusatzdämpfungen, γ' und γ'' die entsprechenden Zusatzdekremente. K bedeutet eine Konstante.

Es bestehen dann die Beziehungen:

$$\begin{aligned} I &= K \cdot \frac{1}{\delta_1 \delta_2 (\delta_1 + \delta_2)}; & I' &= K \cdot \frac{1}{\delta_1 (\delta_2 + \delta') (\delta_1 + \delta_2 + \delta')}; \\ I'' &= K \cdot \frac{1}{\delta_1 (\delta_2 + \delta'') (\delta_1 + \delta_2 + \delta'')}; \\ \frac{I'}{I} &= \frac{\delta_2 (\delta_1 + \delta_2)}{(\delta_2 + \delta') (\delta_1 + \delta_2 + \delta')} = \frac{\gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_2)}{(\gamma_2 + \gamma') (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma')} = \frac{\alpha'_r}{\alpha_r}; \\ \frac{I''}{I} &= \frac{\delta_2 (\delta_1 + \delta_2)}{(\delta_2 + \delta'') (\delta_1 + \delta_2 + \delta'')} = \frac{\gamma_2 (\gamma_1 + \gamma_2)}{(\gamma_2 + \gamma'') (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma'')} = \frac{\alpha''_r}{\alpha_r}. \end{aligned}$$

Eliminiert man aus beiden Gleichungen $\gamma_1 + \gamma_2$, setzt die relativen Änderungen der Ausschläge

$$\frac{\alpha_r - \alpha'_r}{\alpha'_r} = \mu' \quad \text{bzw.} \quad \frac{\alpha_r - \alpha''_r}{\alpha''_r} = \mu'',$$

führt man nun noch das Verhältniss der Zusatzwiderstände

$$\frac{w''}{w'} = \frac{\gamma''}{\gamma'} = n > 1$$

ein und schreibt für die Ausdrücke

$$n^2 \mu' - \mu'' = A, \quad \mu'' - n \mu' = B,$$

so ergibt sich:

$$\frac{2 \gamma_2}{\gamma'} = \frac{2 w_2}{w'} = \frac{A}{B} \pm \sqrt{\frac{A^2}{B^2} - \frac{4 n (n - 1)}{B}}.$$

Bezeichnet man $1 + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} = N$, so findet man, daß A und B folgende Bedeutung haben:

$$A = \frac{n(n-1)}{N} (N+1) \frac{w'}{w_2}; \quad B = \frac{n(n-1)}{N} \left(\frac{w'}{w_2} \right)^2.$$

Setzt man diese Ausdrücke für A und B in die für $\frac{2 w_2}{w'}$ gefundene Gleichung ein, so muß sich eine Identität ergeben,

daraus ergibt sich, daß die Wurzel das negative Zeichen zu erhalten hat. Die Formel zur Berechnung von w_2 lautet daher:

$$w_2 = \frac{w'}{2B} [A - \sqrt{A^2 - 4n(n-1)B}]. \quad 1)$$

Will man nicht w_2 , sondern γ_2 berechnen, so hat man an die Stelle von w' γ' zu setzen. Ist γ_2 ausgerechnet, so läßt sich auch γ_1 berechnen und zwar nach der Formel:

$$\gamma_1 = \gamma_2 \left(\frac{w'}{w_2} \cdot \frac{A}{B} - 2 \right). \quad 2)$$

Die experimentelle Bestimmung eines Leistungswiderstandes gestaltet sich nach dieser Methode wie folgt. Man stimme Erregerkreis und Meßkreis auf Resonanz ab und bestimme, immer in der Resonanzstellung, die dem Stromeffekt proportionalen Ausschläge α_r , α'_r , α''_r , die sich ohne Zusatzwiderstand mit den Zusatzwiderständen w' bzw. w'' ergeben. Dann rechnet man sich die Größen

$$\begin{aligned} \frac{w''}{w'} &= n, & \frac{\alpha_r}{\alpha'_r} - 1 &= \mu', & \frac{\alpha_r}{\alpha''_r} - 1 &= \mu'', \\ A &= n^2\mu' - \mu'', & B &= \mu'' - n\mu' \end{aligned}$$

und erhält aus der Formel 1) das gesuchte w_2 bzw. γ_2 und aus der Formel 2) das γ_1 .

Bei Anwendung der Formel ist zu berücksichtigen, daß 1. bei Ableitung derselben die Voraussetzung gemacht wurde, daß das Einschalten der Zusatzwiderstände die Wellenlänge des Kreises nicht beeinflußt, d. h. der Widerstand muß kapazitäts- und induktionsfrei sein, auch darf er nicht so groß sein, daß die auftretende Zusatzdämpfung die Schwingungsdauer merklich beeinflußt; 2. w' und w'' die Widerstände für die betreffende Frequenz bedeuten.

Da diese Bedingungen sich in der Praxis meist mit großer Annäherung erfüllen lassen, liefert diese Formel bei entsprechend genauer Beobachtung der Resonanzausschläge gute Resultate, was an einer nach beiden Methoden ausgeführten Messung gezeigt werden soll.

Die zweimalige Aufnahme der Resonanzkurve ergab:

$$\gamma_1 + \gamma_2 = 2\pi \cdot 0,00578, \quad \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma' = 2\pi \cdot 0,00645,$$

daraus ist

$$\gamma' = 2\pi \cdot 0,00067.$$

Da gleichzeitig $\alpha_r = 490$, $\alpha'_r = 309$ war, wobei w' einen Wert von $1,43 \Omega$ hatte, ergibt sich $\gamma_2 = 2\pi \cdot 0,00159$ und daraus

$$w_2 = \frac{\gamma_2}{\gamma'} w' = 3,39 \Omega.$$

Wurde noch ein Widerstand $w'' = 2,86 \Omega$ eingeschaltet, so war $\alpha''_r = 216$, daraus berechnet sich $\mu' = 0,587$, $\mu'' = 1,27$, $n = 2$, $A = 1,078$, $B = 0,096$ und man findet schließlich $w_2 = 3,37 \Omega$.

Der Unterschied zwischen den beiden Werten beträgt nicht einmal 1 Proz., dabei ist die neue Methode einfacher, da man sich die zweimalige Aufnahme der Resonanzkurve erspart.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

30. März 1913.

Nr. 6.

Sitzung vom 14. März 1913.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Hr. E. Grüneisen berichtet

über den Einfluß von Temperatur und Druck auf den elektrischen Widerstand der Metalle.

Ferner spricht Hr. R. Lindemann

über den Skineffekt von Flachspulen und kurzen Zylinderspulen bei schnellen elektrischen Schwingungen nach gemeinsam mit Hrn. W. HÜTER angestellten Versuchen.

Zur Veröffentlichung in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft ist eine Mitteilung von

Hrn. K. Glimme u. J. Koenigsberger: Primärgeschwindigkeit der Kanalstrahlen unter verschiedenen Bedingungen
eingegangen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. phil. GUSTAV GROSSMANN, Charlottenburg 2, Bleibtreustr. 3.

Hr. Dr. phil. ERICH HENSCHKE, Charlottenburg 4, Dahlmannstr. 25.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. KARL BANGERT.)

Hr. Dr. HANS ZICKENDRAHT, Dozent für Physik an der Städtischen
Chemieschule, Mülhausen i. E., Scheurer-Kestnerstr. 23.

(Vorgeschlagen durch Hrn. A. HAGENBACH und H. VEILLON.)

Hr. Dr. KASIMIR FAJANS, Karlsruhe, Physikalisch-chemisches In-
stitut der Technischen Hochschule.

(Vorgeschlagen durch Hrn. H. RUBENS.)

Hr. Schulamtskandidat Dr. FRITZ MAYER, Freiburg i. B., Hermann-
straße 10.

(Vorgeschlagen durch Hrn. M. REINGANUM.)

Hr. Dr. J. PINSKER, Charlottenburg 4, Gervinusstraße 17.

(Vorgeschlagen durch Hrn. A. GEHRTS.)

***Der selektive Photoeffekt bezogen auf absorbierte
Lichtenergie;***

von R. Pohl und P. Pringsheim.

(Eingegangen am 6. März 1913.)

Alle unsere bisherigen Messungen über den selektiven Photoeffekt der Alkalimetalle haben wir in der Weise ausgeführt, daß wir die Zahl der von der Einheit auffallender Lichtenergie erzeugten Elektronen als Funktion der Wellenlänge bestimmt haben. Wir haben seinerzeit ausführlich die Gründe dafür angeführt, daß die auf diese Weise beobachteten scharfen Maxima tatsächlich durch ein Resonanzphänomen der Elektronen verursacht werden und nicht etwa dadurch vorgetäuscht sind, daß in gewissen Spektralgebieten ein größerer Teil des auffallenden Lichtes absorbiert wird¹⁾. Trotzdem war es, wie wir ebenfalls betont haben, möglich, daß die Form der von uns beobachteten Resonanzkurve zum Teil durch die spektrale Verteilung der optischen Absorption bedingt wird²⁾. Das gilt besonders von den Alkalimetallen im Zustande feiner, kolloidaler Verteilung, in dem sie lebhaftere Oberflächenfarben besitzen und nach ELSTER und GEITELS³⁾ Beobachtungen eine cet. par. wesentlich erhöhte Empfindlichkeit aufweisen. Wir hielten es daher für nicht unwichtig, nunmehr einmal auch die Zahl der von der Einheit absorbierter Lichtenergie ausgelösten Elektronen als Funktion der Wellenlänge zu bestimmen. Wir haben zu diesem Zweck die zu bestrahlenden Alkalimetallflächen als schwarze Körper ausgestaltet. Denselben Kunstgriff hat inzwischen vor uns Herr SIMON WERNER⁴⁾ in einer vorläufigen Mitteilung über den normalen Photoeffekt des Platins veröffentlicht.

¹⁾ R. POHL u. P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 682, 1910, § 19, S. 686, 11. Zeile von oben ist statt $3\sqrt{3}$ und statt $\frac{4}{3}$, 1,07 zu setzen.

²⁾ Ebenda 14, 58, 1912.

³⁾ J. ELSTER u. H. GEITEL, Phys. ZS. 11, 257, 1910; 12, 609, 758, 1911; 13, 468, 1912.

⁴⁾ SIMON WERNER, Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik. 8, Nr. 27. Upsala 1912.

Der Spektralapparat, der uns eine monochromatische Strahlung bekannter Energie liefert, gleicht bis auf technische Verbesserungen unserer früheren Anordnung¹⁾ und ist überdies jetzt in absolutem Maß geeicht, während wir uns früher auf relative Messungen beschränkten. In der Brennebene des Fernrohres befindet sich eine Thermosäule von $1,5 \times 19$ mm Fläche, deren Empfindlichkeit nach den Zahlen ÅNGSTRÖMS²⁾ mit der Gesamtstrahlung einer Hefnerlampe bestimmt wird und am Galvanometer für $2,5 \cdot 10^{-7}$ g-cal/sec 1 dmm Ausschlag ergibt. Eine zentrale Lücke dieser Säule, durch die $\frac{1}{24}$ der auffallenden Strahlung hindurchgeht, wird mittels einer Quarzlinse auf der zu bestrahlenden Metallfläche abgebildet, so daß 1 dmm Galvanometerausschlag einer Lichtenergie von $1,04 \cdot 10^{-8}$ cal/sec in der Photozelle

entspricht, abgesehen von den etwa 20 Proz. betragenden Reflexionsverlusten an der Linse und dem Quarzfenster der Zelle, die durch Rech-

nung und experimentell berücksichtigt werden. Zur Bestimmung der Elektronenzahl diente ein Elektrometer mit einem Meßbereich von 0,01 bis 6 Volt an den Enden eines großen Flüssigkeitswiderstandes mit Mannit-Borsäurelösung und unpolarisierbaren Elektroden³⁾. Es waren je zwei Glasröhren a, a' durch einen ungefetteten Glashahn H kapillar verbunden und auf einem Paraffinklotz befestigt (Fig. 1). a enthält eine amalgamierte Zinkelektrode Z in gesättigter ZnSO_4 -Lösung, a' eine Lösung von 121 g Mannit, 41 g Borsäure und 0,06 KCl in 1 Liter Wasser (Manganinlösung). Zwischen a und a' wurden sehr englumige, außen paraffinierte Glaskapillaren k mit der gleichen Lösung eingesetzt, und diese Anordnung gestattete uns mit einem Griff, je nach Bedarf Widerstände zwischen 10^7 und $5 \cdot 10^9$ Ohm ein-

¹⁾ R. POHL und P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 218, 1910; 13, 475, 1911.

²⁾ KNUT ÅNGSTRÖM, Nova Acta Reg. Soc. Sc. Ser. III, 15. Mai 1903. Die Gesamtstrahlung der Hefnerlampe beträgt für 100 cm Abstand $2,15 \cdot 10^{-5}$ cal/sec cm².

³⁾ KOHLRAUSCH, Lehrbuch d. prakt. Phys., § 96. E. BOSE, Phys. ZS. 6, 775, 1907. F. KRÜGER und M. MÖLLER, ebenda 13, 780, 1912.

zuschalten¹⁾. Die zu bestrahlenden Metallflächen befanden sich im Inneren von Kugeln, deren Durchmesser wir zwischen 5 und 21 cm variierten. Die Flächen wurden in der Mehrzahl der Fälle durch Destillation im Vakuum hergestellt, wozu wir beim K eine Bunsenflamme, beim Na hingegen meistens eine elektrische Heizung benutzten. In einzelnen Fällen haben wir auch die Metallflächen in bekannter Weise aus flüssigem Metall gegossen. Sollte alles Licht nach Art eines schwarzen Körpers zur Absorption kommen, so wurde die ganze Wand der Kugel mit einem Metallüberzug versehen. Um diese möglichst kohärent zu machen, waren die Kugeln innen teils mattiert, teils nach ELSTER und GEITELS Angaben versilbert oder auch mattiert und versilbert. Im Inneren der größeren Kugel befand sich eine kleine blanke oder mattierte Glasplatte, die ebenfalls mit K oder Na bezogen wurde, um an ihr die Zahl der Elektronen pro Kalorie auffallender Lichtenergie messen zu können. Ihre Größe betrug $2 \times (1 \text{ qcm})$ in 10 cm weiten Kugeln, $2 \times (11 \text{ qcm})$ in 21 cm weiten Kugeln. In letzterem Fall war sie magnetisch drehbar, um den Einfallswinkel verändern oder eine mattierte mit einer blanken Glasplatte vertauschen zu können.

In allen Fällen lief während der Herstellung der Metallflächen und der Messung eine GAEDESche Hg-Pumpe, und Hahn-fett blieb der empfindlichen Metallfläche Tag und Nacht durch gekühlte U-Rohre (-180°) ferngehalten. Das Vakuum betrug unter 10^{-4} mm Hg, um beim Anlegen beschleunigender Spannung nur den Elektronenstrom, ohne Stoßionisationsströme aus dem Gas, zu erhalten. Wir überzeugten uns vor jeder Messung, daß die Größe des lichtelektrischen Stromes unabhängig davon war, ob wir 200 oder 400 Volt zur Beschleunigung der ausgelösten Elektronen benutzten.

In der Tabelle I geben wir zunächst für Na einige Reihen für die Zahl der Elektronen, die wie früher auf auffallende Lichtenergie bezogen sind. Sie unterscheiden sich von unseren älteren Messungen²⁾ nur dadurch, daß sie unter sich vergleichbar auf absolutes Maß berechnet sind. Sie geben das Resonanzmaximum

¹⁾ Die von CAMPBELL, ELSTER und GEITEL u. a. beschriebenen Xylol-Alkoholwiderstände haben wir für die bei uns erforderlichen relativ starken Ströme nicht frei von Polarisations- und zufälligen EMK erhalten können.

²⁾ R. POHL u. P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 46, 1912.

des Na wieder bei $\lambda =$ etwa $340\mu\mu$ und man erhält pro Kalorie auffallender Lichtenergie in der Mitte des Resonanzgebietes am Na 15 bis $20 \cdot 10^{-4}$ Coulomb als Gesamtladung der Elektronen. Man kann den Abfall der selektiven Emission im allgemeinen bis $\lambda = 230\mu\mu$ verfolgen, wo die wohl größtenteils dem normalen Effekt angehörende Emission etwa $5 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal erreicht, um dann weiterhin bei höheren Frequenzen anzusteigen. Doch erhält man zuweilen auch Oberflächen mit einer derart erheblichen normalen Emission, daß ihr Anstieg den Abfall des selektiven

Tabelle I.

Wellen- länge $\mu\mu$	Gesamtladung der von 1 cal auffallender Lichtenergie an Na ausgelösten Elektronen 10^{-4} Coul./cal				
546	> 0	—	—	—	0,762
436	5,5	4,87	6,10	6,45	2,84
405	9,6	8,75	10,8	10,4	4,13
365	17,4	15,5	18,9	18,0	8,03
313	19,7	14,3	18,6	18,4	13,6
254	6,8	4,98	7,53	7,97	10,3
230	4,0	4,87	5,05	5,32	14,0
Nr.	3586—3592	3612—3617	3618—3624	3625—3630	3298—3304
	$\varphi = 70^\circ$	$\varphi = 0$	$\varphi = 70^\circ$	$\varphi = 70^\circ$	
	Glatte Unterlage			Mattierte Unterlage	

Effektes schon von etwa $260\mu\mu$ an übertrifft. Ein ganz besonders extremer Fall dieser findet sich in den Zahlen der vierten Spalte. Leider entzieht es sich noch immer gänzlich unserer Kenntnis, durch welche Faktoren das Verhältnis der normalen zur selektiven Emission bedingt ist, und ob überhaupt zwischen beiden ein bestimmter Zusammenhang besteht.

Sodann folgen in der Tabelle II die Messungen an Na, denen nicht die auffallende, sondern die absorbierte Lichtenergie zugrunde liegt. Die beiden ersten Spalten beziehen sich auf Flächen mit kleinem Normaleffekt, d. h. geringer Emission bei $\lambda = 230\mu\mu$, die beiden letzten Spalten auf solche mit extrem großem Normaleffekt, den man insbesondere in der vierten Spalte sowohl an der kurzwelligen wie an der langwelligen Grenze der selektiven Emission beobachten kann. Die Ausbeute an Elektronen ist jetzt bei den der Mitte des Resonanzgebietes nächsten Wellen-

längen, nämlich $365\mu\mu$ und $313\mu\mu$ auf 100 bis $150 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal gestiegen, gegenüber 15 bis $20 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal im auffallenden Licht. Eine noch größere Steigerung hat die Emission im Gebiet der längeren Wellen erfahren, bei $\lambda = 436\mu\mu$ von 3 bis $6 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal auf über $50 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal, während die Emission an der kurzwelligen Grenze des selektiven Gebietes auf etwa das Drei- bis Vierfache gestiegen ist. Na muß also im Gebiet des selektiven Photoeffektes ein sehr erhebliches Reflexionsvermögen besitzen, das wohl an keiner Stelle unter 70 Proz. heruntergeht.

Tabelle II.

Wellenlänge $\mu\mu$	Gesamtladung der von 1 cal absorbierten Lichtenergie an Na ausgelösten Elektronen 10^{-4} Coul./cal			
> 700	—	—	—	> 0
546	0,23	0,32	1,25	12,3
436	56,2	58,8	51,8	52,6
405	82,3	82,3	86,5	69,0
365	128,0	122,0	145,0	98,5
313	92,7	98,5	138,0	97,2
254	13,6	16,8	52,1	50,5
230	11,5	12,2	38,7	61,0
Nr.	3794—3801	3802—3808	3230—3237	3305—3312

Man könnte daran denken, das Reflexionsvermögen des Na in der Weise zu bestimmen, daß man an gleichartig erzeugten Flächen die Emission eines Reflektors im Inneren einer schwarzen Hohlkugel mißt, aber zahlreiche Versuche haben uns gezeigt, daß die Resultate nicht die aufgewandte Mühe lohnen, zumal man auf diese Weise nur das schlecht definierte mittlere Reflexionsvermögen einer rauhen Natriumfläche erhält, und dieses sogar noch mit einer großen Unsicherheit, weil die selektive Elektronenemission von der Orientierung des Lichtvektors zu den einzelnen Oberflächenelementen der rauhen Metallschicht abhängig ist.

Wesentlich ist hier für uns nur die Tatsache, daß der selektive Effekt an Na erhalten bleibt, und daß seine Resonanzkurve, verglichen mit dem gleichzeitig vorhandenen normalen Effekt, noch schärfer hervortritt, wenn man statt der auffallenden die absorbierte Lichtenergie zugrunde legt. Das Maximum der Resonanz liegt auch im absorbierten Licht wieder bei $\lambda =$ etwa $340\mu\mu$,

und die Formen der Kurven gleichen ihrem allgemeinen Verlauf nach so weit unseren früheren an Na in auffallendem Licht und willkürlichem Maß gemessenen Werten¹⁾, daß wir von einer graphischen Darstellung der Tabelle II absehen können.

Ganz analoge Beobachtungen haben wir am Kalium gemacht. Die Tabelle III enthält zwei Zahlenreihen für die Zahl der Elektronen, bezogen auf auffallende Lichtenergie (eine mit sehr kleinem, eine mit großem Normaleffekt), und vier Reihen, bezogen auf

Tabelle III.

Wellen- länge $\mu\mu$	Gesamtladung der von 1 cal					
	auffallender		absorbierter			
	Lichtenergie an K ausgesandten Elektronen					
	10^{-4} Coul./cal		10^{-4} Coul./cal			
546	0,10	0,28	0,37	0,29	0,41	0,20
436	10,9	12,3	50,5	47,9	49,8	49,5
405	9,7	11,0	45,8	43,3	44,7	45,2
365	6,54	5,05	25,8	26,0	25,4	23,3
313	1,48	3,34	4,72	3,79	3,71	3,53
254	0,40	4,26	1,33	1,27	1,22	1,26
230	—	—	1,25	—	—	—
Nr.	3384—3395	3758—3765	3684—3690	3691—3697	3698—3703	3421—3426

absorbierte Lichtenergie. Im auffallenden Licht ergibt sich in der Mitte des Resonanzgebietes, d. h. bei $\lambda = 436 \mu\mu$, eine Ausbeute von etwa $10 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal, im absorbierten hingegen etwa $50 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal. Auch am K fällt also das lichtelektrische Resonanzgebiet mit einem Gebiet hoher optischer Reflexion zusammen, doch scheint es, daß das Reflexionsvermögen zum Ultraviolett ganz erheblich abnimmt, da an der kurzwelligen Grenze des selektiven Gebietes die Emission im auffallenden und im absorbierten Licht von der gleichen Größe ist. Bezüglich der Kurvenform können wir auf unsere früheren Figuren im auffallenden Licht verweisen, die das Maximum der Resonanz etwa bei $\lambda = 436 \mu\mu$ zeigen²⁾.

Die Kurven, die die von 1 cal absorbierte Lichtenergie ausgesandten Elektronen als Funktion der Wellenlänge darstellen,

¹⁾ l. c., Fig. 4 u. 6.

²⁾ R. POHL u. P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 349, 1910, Fig. 9.

geben sicher ein richtigeres Bild der Elektronen-Resonanzkurven, als die, denen man die auffallende Energie zugrunde legt, auch wenn die geringe Zahl der von uns benutzten Spektrallinien zunächst keinen wesentlichen Unterschied beider Kurventypen erkennen läßt, abgesehen von der Zunahme der selektiven relativ zum gleichzeitig vorhandenen normalen Effekt. Doch haftet auch den im schwarzen Körper auf gleiche absorbierte Lichtenergie bezogenen Messungen ein prinzipieller Fehler an: Sie geben für jede Wellenlänge nur die Zahl der Elektronen, die bei der Absorption von 1 cal Lichtenergie die Metalloberfläche zu verlassen vermögen, nicht die Zahl derer, die vom Licht angeregt werden, aber durch Absorption zum Teil unterhalb der Metalloberfläche stecken bleiben. Die wahre Resonanzkurve erhielte man nur in dem Fall, daß die Reichweite der Elektronen größer ist als die Schichtdicke, in der die Lichtabsorption stattfindet. Auf diesen Einfluß der endlichen Eindringungstiefe des Lichtes haben wir bereits vor längerer Zeit hingewiesen¹⁾; neuerdings haben wir gezeigt, wie durch ihn in der normalen Elektronenemission des Ca zwischen 300 und 400 $\mu\mu$ ein Maximum vorgetäuscht wird²⁾, und von besonderer Wichtigkeit erschien uns seine Berücksichtigung bei Messung an den kolloidalen Modifikationen der Alkalimetalle, als ELSTER und GEITEL³⁾ die Tatsache entdeckten, daß die kolloidalen Alkalimetalle im auffallenden, spektral unzerlegten Licht die drei- bis vierfache Ausbeute an Elektronen ergeben. Wir schlossen damals⁴⁾, gestützt auf Experimente im spektral zerlegten Licht, daß die Steigerung der Lichtabsorption in den — lebhaft gefärbten — kolloidalen Modifikationen nicht zur Erklärung der Empfindlichkeitszunahme ausreiche, sondern daß die minimalen, der Lichteindringungstiefe vergleichbaren Dimensionen der kolloidalen Metallkügelchen das Entweichen der vom Licht angeregten Elektronen gegenüber den kompakten Metalloberflächen begünstigen. Besteht unsere damalige Ansicht zu Recht, d. h. ist nicht allein die gesteigerte Lichtabsorption das Wesentliche, so muß die erhöhte Ausbeute an Elektronen auch erhalten bleiben, wenn man in einem schwarzen Körper der kolloidalen Metall-

¹⁾ R. POHL u. P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 682, § 25, 1910.

²⁾ Ebenda 15, 113, 1913.

³⁾ J. ELSTER u. H. GEITEL, Phys. ZS. 11, 257, 1910.

⁴⁾ R. POHL u. P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 219, 1911.

modifikationen alles Licht zur Absorption bringt. Wir haben diesen Versuch sowohl am Na und K angestellt, indem wir die Kolloide der Metalle nach ELSTER und GEITELS Vorschrift durch den Glimmstrom an der Alkalikathode in Wasserstoff herstellten. Einige Messungen sind in der Tabelle IV vereinigt.

Tabelle IV.

Wellenlänge $\mu\mu$	Gesamtladung der von 1 cal absorbiertener Lichtenergie an kolloidalem Metall ausgelösten Elektronen							
	Kalium 10^{-4} Coul./cal					Natrium 10^{-4} Coul./cal		
546	5,16	3,25	20,0	16,5	6,5	0,51	0,44	0,69
436	312,0	321,0	326,0	328,0	345,0	75,0	74,2	76,0
405	217,0	282,0	226,0	226,0	236,0	125,0	126,0	148,0
365	53,2	92,8	72,5	59,0	59,6	241,0	262,0	320,0
313	6,4	10,3	10,8	7,2	9,3	298,0	343,0	326,0
254	1,5	3,85	3,3	2,1	3,9	32,3	34,7	26,3
230	1,35	—	4,0	1,3	3,2	21,3	22,1	18,3
Nr.	3490-96	3704-11	3458-66	3482-89	3511-17	3809-16	3817-24	3825-31

In der Tat gibt die kolloidale Modifikation pro Kalorie absorbiertener Lichtenergie eine erheblich gesteigerte Ausbeute an Elektronen, nämlich in der Mitte des Resonanzgebietes sowohl am K wie Na über $300 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal gegenüber 50 bzw. $120 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal an den kompakten Metallen. Gleichzeitig erhalten wir Resonanzkurven von einer Schärfe, wie wir sie bislang in unpolarisiertem Licht nicht beobachtet haben. Am K (Fig. 2) ist der Abfall des selektiven Effektes bis an $\lambda = 230 \mu\mu$ zu verfolgen, und dort beträgt in der Fig. 2 der normale Effekt nur $1,3 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal, so daß man seine Erhebung über die Abszisse kaum erkennen kann. Am Na (Fig. 3) kommen wir mit unserem Spektralapparat nicht ganz bis zur kurzwelligen Grenze des selektiven Gebietes, aber auch hier übersteigt der selektive Effekt den normalen um ein sehr erhebliches, und es scheint fast nach dem steilen Anstieg der Kurven zu beiden Seiten des Maximums, daß die Zahl der Elektronen pro Kalorie absorbiertener Lichtenergie in der Mitte des Resonanzgebietes noch über $350 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal hinausgeht.

Wir glauben, daß diese Messungen an den kolloidalen Metallen wohl den Verlauf der Kurven ergeben, die der wahren, auf absorbierte Energie bezogenen Elektronen-Resonanzkurve am

Fig. 2.

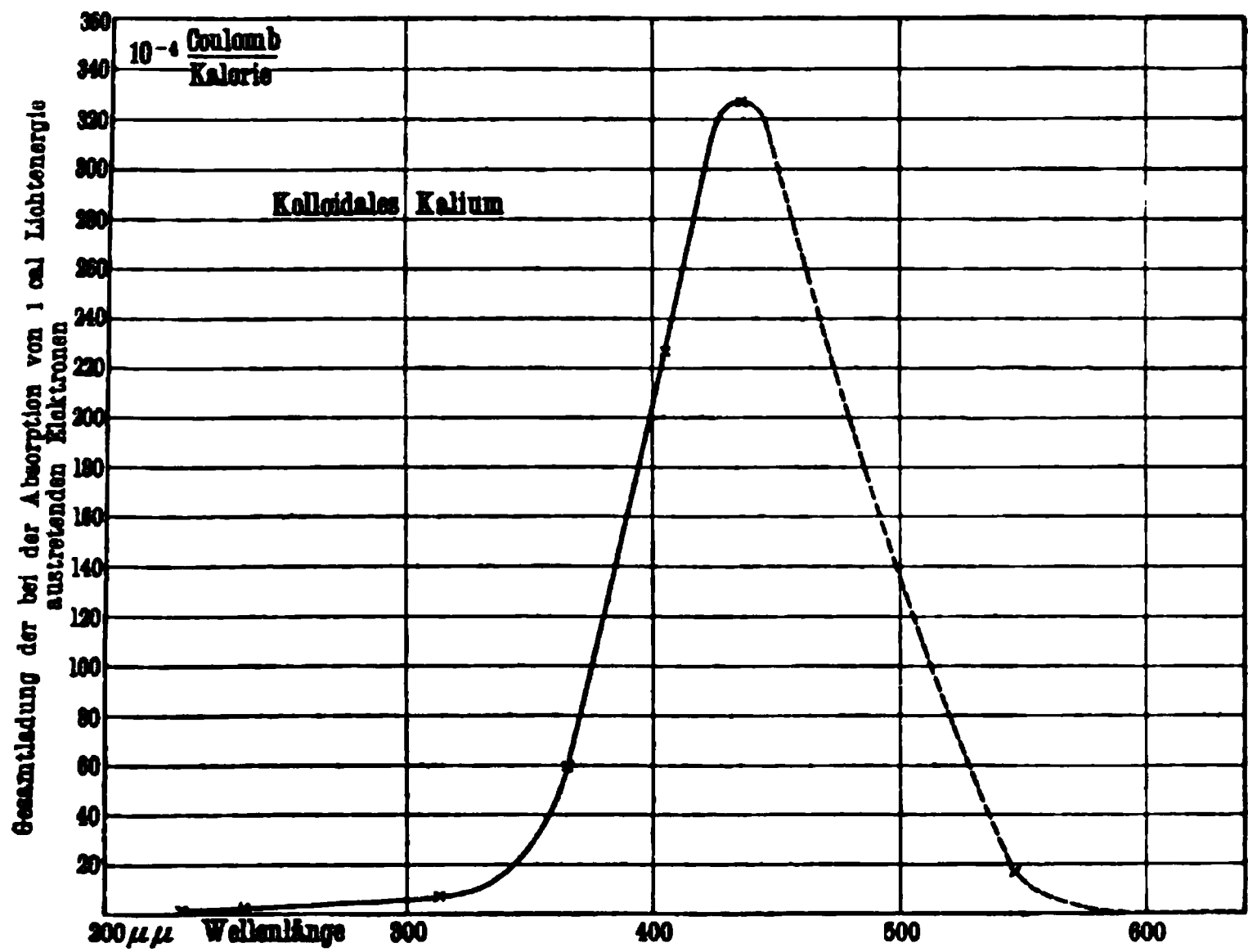
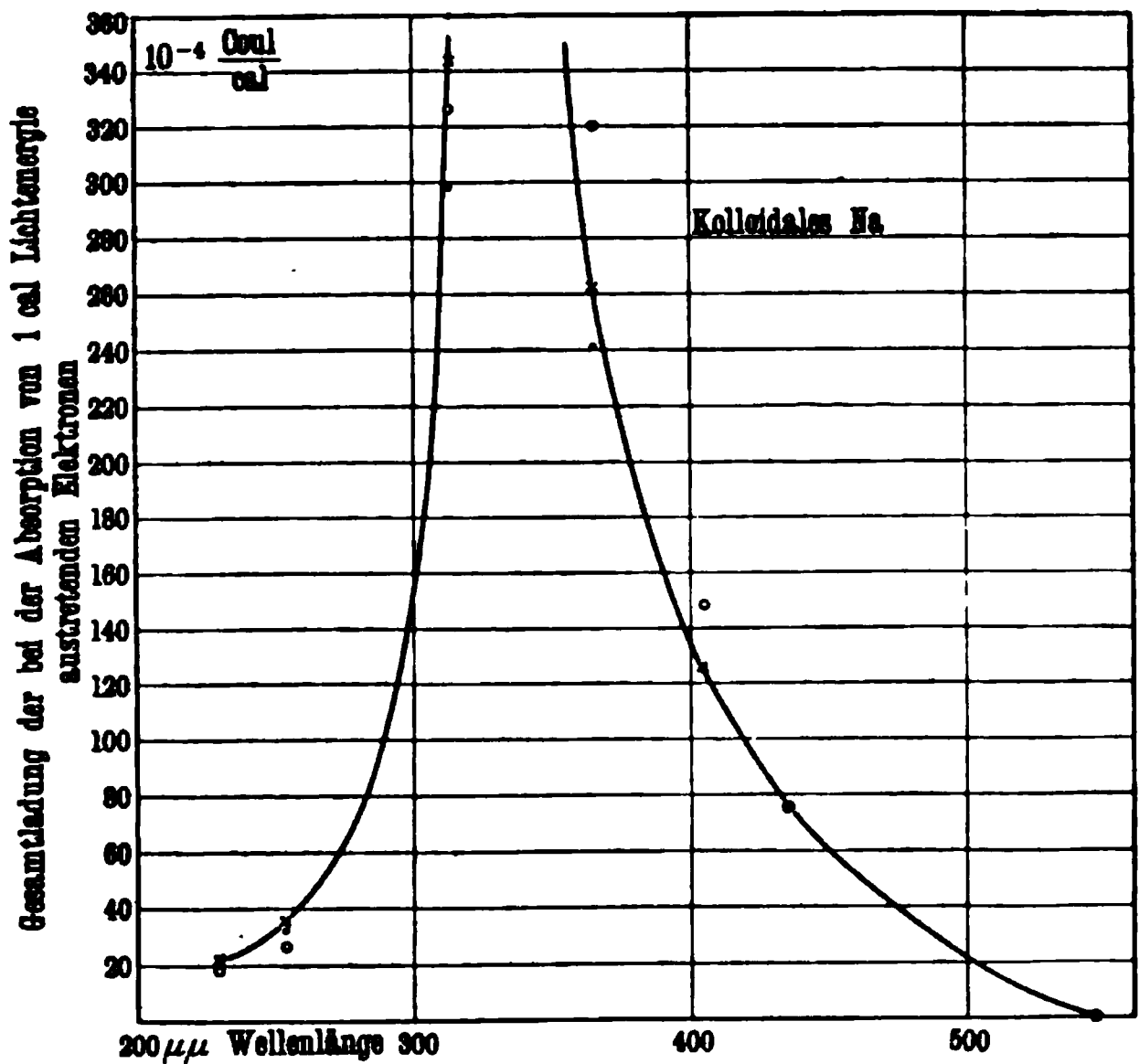


Fig. 3.



nächsten kommen. Immerhin möchten wir doch auch an die Möglichkeit denken, daß die selektiven Elektronenschwingungen sich in der kolloidalen Modifikation ungedämpfter ausbilden können als in den kompakten Metallen, weil ein relativ größerer Bruchteil der an der Emission beteiligten Atome an der Oberfläche liegt, also in einer Richtung von störenden Nachbaratomen frei ist. Es ist nämlich bemerkenswert, daß im eigentlichen selektiven Gebiet die durch die Kolloidierung erfolgende Vergrößerung am Na in beiden Richtungen bei Annäherung an das Maximum ansteigt, während allerdings am K an der langwelligen Grenze des selektiven Gebietes die größte Steigerung zu beobachten ist. Zur Deutung dieser Erscheinung lassen sich natürlich ad hoc noch andere Annahmen, z. B. über die spektrale Verteilung der Geschwindigkeiten oder der Lichteindringungstiefe machen, wie wir es früher getan haben ¹⁾.

Leider sind die Anfangsgeschwindigkeiten der Elektronen im selektiven Photoeffekt noch unbekannt ²⁾. Mit ihrer Hilfe ließe sich

¹⁾ R. POHL u. P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 219, 1911. Die scheinbare Differenz der neuen Zahlen gegenüber den hier angeführten Messungen erklärt sich daraus, daß wir früher die Messungen an kolloidalen und kompakten K und Na auf auffallende Lichtenergie bezogen haben und die Kolloidierung eine starke Vermehrung der Lichtabsorption verursacht, so daß man z. B. am K im auffallenden Licht bis zu $150 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal beobachten kann.

²⁾ Die bisher an Alkalimetallen angestellten Versuche gestatten unseres Erachtens nur den Schluß, daß auch hier die Größenordnung der Geschwindigkeit die einiger Volt ist, obwohl bei den benutzten Metallflächen — abgesehen von einigen vorläufigen Messungen ELSTER und GRITELS — wohl kaum der selektive Effekt vorhanden gewesen sein kann. Denn nach unseren Erfahrungen zeigen mechanisch geschnittene Alkaliflächen, wie sie die Herren RICHARDSON und COMPTON (Phil. Mag. (6) 24, 575, 1912) im Fall des Na benutzten, stets nur die normale Emission, und am Cäsium, das jüngst Herr CORNELIUS (Phys. Rev. (2) 1, 16, 1913) auf eine Eisenunterlage (!) ausführlich in dem Spektralgebiet untersucht hat, in dem er den selektiven Effekt vermutet, haben wir bisher trotz vieler Versuche überhaupt noch keinen selektiven Effekt nachweisen können, wahrscheinlich aus dem Grunde, weil sich Cäsiumhydrür im metallischen Cäsium zu einer Legierung löst. Wir selbst haben trotz mehrfacher Versuche noch nicht die unerläßlichen Bedingungen erfüllen können, die man bei Geschwindigkeitsmessungen innehalten muß: Das Metall muß in Form eines vollkommenen Spiegels (Orientierung des Lichtvektors) im Inneren einer Hohlkugel von gleichem Material (Ausschaltung von Kontaktpotentialen) so angebracht sein, daß alle Elektronen das Metall in Richtung der beschleunigenden oder verzögernden Kraftlinien verlassen (wahre Geschwindigkeitsverteilung), ohne daß reflektiertes Licht auf die umgebende

berechnen, welcher Bruchteil der absorbierten Lichtenergie in kinetische Energie der Elektronen umgesetzt wird. Macht man in Ermangelung von etwas Besserem die zunächst experimentell in keiner Weise gestützte Annahme, daß man auch im selektiven Effekt die Energie der Elektronen nach EINSTEIN¹⁾ durch Multiplikation der Frequenz mit dem PLANCKschen Wirkungselement erhalten kann, so ergeben sich für die maximale Resonanz des Na und des K bei $\lambda = 340$ bzw. $436 \mu\mu$ Geschwindigkeiten, wie sie einer Beschleunigung durch 3,7 bzw. 2,9 Volt entsprechen. Als Gesamtladung der Elektronen pro Kalorie dürfen wir nach der Fig. 2 und 3 etwa $350 \cdot 10^{-4}$ Coul. setzen, pro Wattsekunde also $0,24 \cdot 350 \cdot 10^{-4} = 84 \cdot 10^{-4}$ Coul. Für eine mittlere Beschleunigung der Elektronen durch 3 Volt betrüge dann ihre Energie $250 \cdot 10^{-4}$ Wattsec bei der Absorption von 1 Wattsec Lichtenergie, oder mit anderen Worten, der Nutzeffekt der selektiven Elektronenemission an kolloidalen K und Na beliefe sich auf etwa 2 bis 3 Proz.

Wir halten es übrigens für wahrscheinlich, daß sich die Ausbeute an Elektronen pro Kalorie des erregenden Lichtes durch systematische Variation der Versuchsanordnung noch steigern lassen wird²⁾. Die hier mitgeteilten Zahlen bilden nur einen ersten Versuch, die Größenordnung zu ermitteln. Die lichtelektrische Elektronenemission wird sowohl im normalen wie im selektiven Effekt durch eine Reihe teils wenig, teils gar nicht bekannter Besonderheiten der Metalloberfläche beeinflusst, so daß wir

Metallwand fällt. Ohne diese Vorsichtsmaßregel, deren Herr J. KUNZ (Phys. Rev. 29, 212, 1909; 31, 536, 1910; 33, 174, 208, 1911) z. B. keine einzige berücksichtigt, kann man unseres Erachtens keine Resultate erhalten, die über das Bekannte der ungefähren Größenordnung hinausgehen.

¹⁾ A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 17, 132, 1905.

²⁾ Derartige Versuche — auch an Rb und Cs sowie passenden Legierungen — sind für die Anwendung der selektiven Elektronenemission zu Photometrierzwecken von großer Wichtigkeit, zumal die Herren ELSTER und GEITEL kürzlich gezeigt haben, daß K im Blauen, also im selektiven Gebiet, der Empfindlichkeit des menschlichen Auges (d. h. Hefnerlampe auf 11 km Entfernung oder Stern sechster Größe!) vergleichbar wird, wenn man durch die primär austretenden Elektronen einen Stoßionisationsstrom auslöst, der den Elektronenstrom um etwa das 100fache übertrifft. Die bei dieser Gelegenheit von ELSTER und GEITEL gegebenen absoluten Zahlen über die Emission des K bei etwa $550 \mu\mu$ stimmen der Größenordnung nach mit unseren Beobachtungen bei $546 \mu\mu$ überein (etwa wie 1:4), soweit man aus den Ionisationsströmen rückwärts auf die Zahl der primären Elektronen schließen kann (J. ELSTER und H. GEITEL, Phys. ZS. 13, 468, 1912).

selbst auf relativ gut reproduzierbare Messungen, wie an der hier hergestellten kolloidalen Modifikation des K keinen allzu großen Wert legen möchten. Die geringste Übereinstimmung ist an den Kurven zu erhalten, in denen die Zahl der Elektronen auf die Kalorie auffallender Lichtenergie bezogen wird. Hier bestimmt die rein geometrische Struktur der Oberfläche in unkontrollierbarer Weise den Betrag der absorbierten Lichtenergie und die für den selektiven Effekt wirksame Komponente des elektrischen Vektors, solange man nicht (flüssige) Metallspiegel benutzt. Bei den auf absorbierte Strahlung bezogenen Kurven stört vor allem die Schwierigkeit, aus Alkalimetallen wirklich schwarze Körper zu erzeugen, da die Metallschichten sich an verschiedenen Stellen der Hohlkugel in sehr verschiedener Dichte und Kohärenz niederschlagen, insbesondere an nicht mattierten Stellen des Glases. Auch bleibt bei den schwarzen Flächen der nicht kolloidalen Metalle die Unsicherheit bestehen, daß die für den selektiven Effekt maßgebende Komponente des Lichtvektors von der Oberflächenstruktur abhängig ist. Sobald man die genaue spektrale Verteilung der Zahl der austretenden Elektronen, bezogen auf absorbierte Lichtenergie, bestimmen will, wird man einen Spiegel des Metalles benutzen müssen, an dem man gleichzeitig für denselben Einfallswinkel irgendwie das optische Reflexionsvermögen mißt. Aber erst die genaue Kenntnis der Lichteindringungstiefe könnte in Verbindung mit der Kenntnis der Geschwindigkeit und des Absorptionskoeffizienten der Elektronen die wahre spektrale Verteilung (Resonanzkurve) der vom Licht angeregten Elektronen ergeben, wenn man sich nicht mehr mit der am kolloidalen Metall gefundenen Näherung begnügen darf.

Zusammenfassung.

1. Die Resonanzmaxima des selektiven Photoeffektes am K und Na treten, verglichen mit dem gleichzeitig vorhandenen normalen Effekt, erheblich stärker hervor, sobald man die Zahl der von der Einheit absorbierten, statt auffallender Lichtenergie ausgesandten Elektronen als Funktion der Wellenlänge darstellt.

2. Die Resonanzgebiete des selektiven Photoeffektes fallen mit Gebieten hoher optischer Reflexion zusammen.

3. Die Gesamtladung der bei der Absorption von 1 cal Lichtenergie austretenden Elektronen beträgt in unseren Versuchen in

der Mitte des Resonanzgebietes bei K etwa $50 \cdot 10^{-4}$, bei Na etwa $120 \cdot 10^{-4}$ Coul.

4. Auch diese auf gleiche absorbierte Lichtenergie bezogenen Zahlen erhöhen sich in den gefärbten kolloidalen Modifikationen der Metalle erheblich, bei K wie Na auf etwa $350 \cdot 10^{-4}$ Coul./cal und ergeben Resonanzkurven von einer Schärfe, wie wir sie bisher im unpolarisierten Licht nicht beobachtet haben. Der Einfluß der Kolloidierung kann daher in diesem Falle nicht der erhöhten Lichtabsorption zugeschrieben werden, sondern muß seine Ursache in dem äußerst kleinen Durchmesser der Metallteilchen haben.

Ein Teil der benutzten Apparate wurde aus Mitteln beschafft, die wir der Königl. Preuß. Akademie der Wissenschaften und der Jagor-Stiftung in Berlin verdanken.

Berlin, Physikal. Inst. d. Universität, März 1913.

***Über den Einfluß von Temperatur und Druck
auf den elektrischen Widerstand der Metalle;***

von E. Grüneisen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 14. März 1913.)

(Vgl. oben S. 171.)

I. Einfluß der Temperatur.

§ 1. Nach den neueren Untersuchungen über die Änderung des elektrischen Widerstandes mit der absoluten Temperatur T scheint folgendes Ergebnis so gut wie sicher zu sein:

Der spezifische elektrische Widerstand w eines einatomigen Metalls verläuft in tiefer Temperatur um so mehr einer universellen Funktion von $T/\beta\nu_m$ proportional¹⁾, je reiner das Metall ist. Oder in kurzer Schreibweise:

$$w \sim F\left(\frac{T}{\beta\nu_m}\right). \quad 1)$$

Hierbei bedeutet ν_m diejenige charakteristische Frequenz des Metalls, welche auch für den Verlauf der Atomwärme mit der Temperatur maßgebend ist, wenn man die Theorie von DEBYE²⁾ zugrunde legt, β die aus der PLANCKschen Strahlungstheorie bekannte Konstante h/k .

Zum Beweise des eben ausgesprochenen Satzes dient die Fig. 1, in welcher das Verhältnis des beobachteten Widerstandes zur absoluten Temperatur (w/T) in einem für jedes Metall geeignet gewählten Maßstab als Ordinate, $T/\beta\nu_m$ als Abszisse aufgetragen ist. Für $\beta\nu_m$ sind dabei die folgenden Werte benutzt:

	Cu	Ag	Pt	Au	Pb
$\beta\nu_m =$	320	220	220	180	92

¹⁾ Es soll und kann nicht behauptet werden, daß w gleich einer Funktion von $T/\beta\nu_m$ ist. Die Beobachtungen lehren zunächst nur die Proportionalität. Wenn diese aber besteht, so ist auch der Quotient aus w und irgend einer Potenz von T proportional einer Funktion von $T/\beta\nu_m$.

²⁾ P. DEBYE, Ann. d. Phys. (4) 39, 789, 1912.

welche für Cu, Ag, Pb aus der spezifischen Wärme¹⁾, für Pt aus der thermischen Ausdehnung²⁾, für Au nach einer früher angegebenen Formel³⁾ berechnet sind.

Die Beobachtungen des elektrischen Widerstandes stammen für Cu von DEWAR und FLEMING⁴⁾, für die übrigen Metalle von KAMERLINGH ONNES und CLAY⁴⁾, für Ag, Pt und Pb aber wesentlich ergänzt durch Messungen, deren Ergebnis mir Hr. HAGEN für Ag, Hr. HENNING für Pt und Pb freundlichst mitgeteilt haben⁵⁾. Andere in Betracht kommende Metalle scheinen noch nicht in hinreichend reinem Zustande bei tiefen Temperaturen untersucht worden zu sein.

Wie man nun aus Fig. 1 sieht, ist der höchst charakteristische Gang der Beobachtungen in dem Gebiete

$$0,2 < \frac{T}{\beta v_m} < 1,5$$

für die fünf angeführten Metalle nahezu identisch. Oberhalb der Abszisse 1,5⁶⁾ folgen die Beobachtungen deutlich verschiedenen Kurven. Unterhalb 0,2 tritt der Einfluß der Verunreinigungen bei der gewählten Art der Darstellung stark hervor. Da nämlich nach KAMERLINGH ONNES und NERNST auch in tiefster Temperatur die Regel von MATTHIESSEN⁷⁾ zu gelten scheint, wonach fremde Stoffe, welche Mischkristalle bilden, einen von der Temperatur wenig abhängigen Zusatzwiderstand im reinen Metall hervorrufen, so muß w/T bei einem derartig verunreinigten Metall mit ab-

¹⁾ W. NERNST und F. A. LINDEMANN, Sitzber. d. Berl. Akad. 1911, S. 494.

²⁾ E. GRÜNEISEN, Ann. d. Phys. (4) 39, 288, 293, 1912.

³⁾ DEWAR u. FLEMING, Phil. Mag. (5) 36, 271, 1893; umgerechnet nach H. DICKSON, ibid. 45, 525, 1898, von G. LEITHÄUSER in LANDOLT-BÖRNSTEIN-ROTH, Tabellen, 4. Aufl., 1071, 1912.

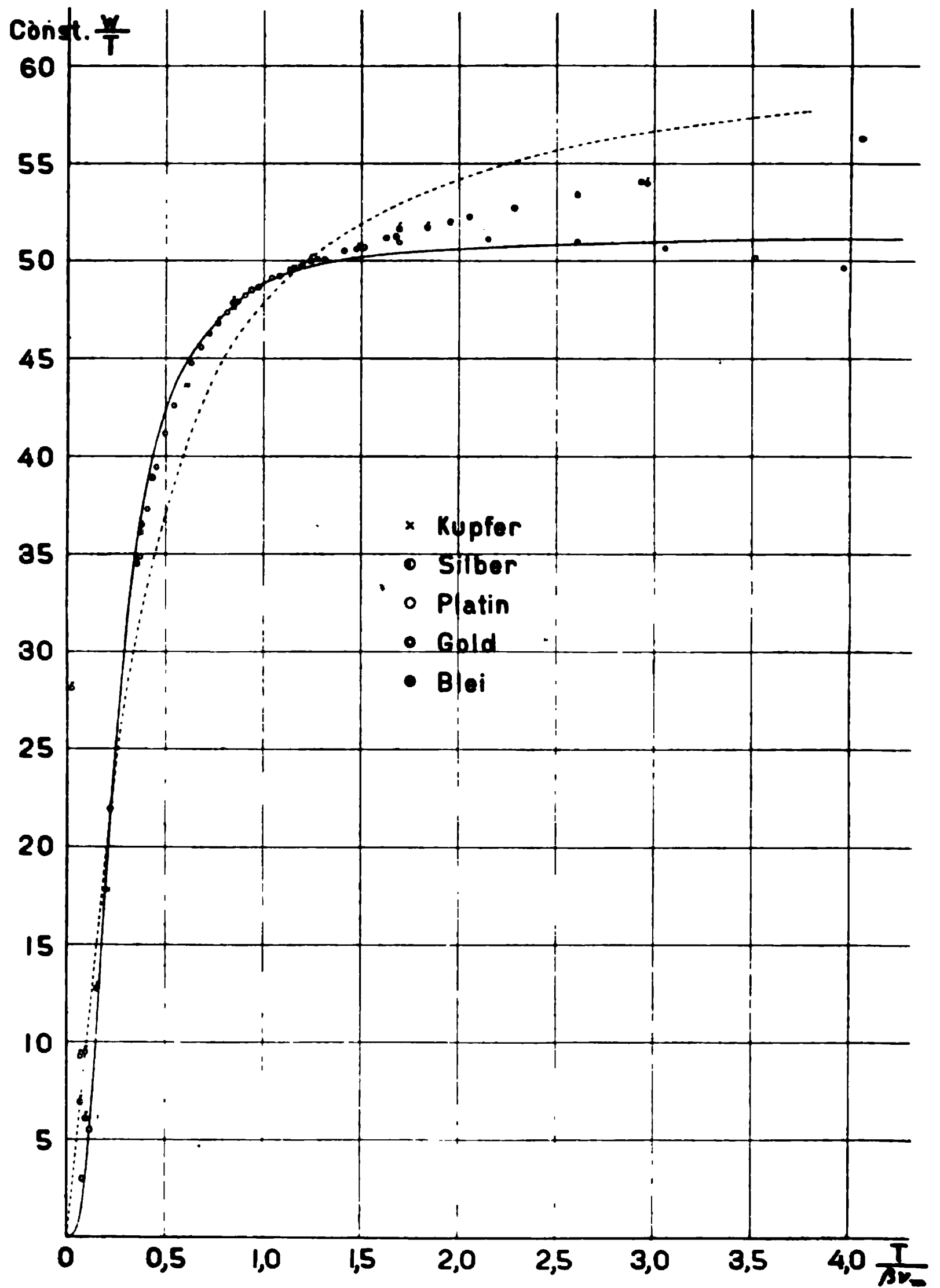
⁴⁾ Diese Beobachtungen sind für Ag, Pt und Pb in Fig. 1 bis 3 durch Fähnchen gekennzeichnet. Sie sind entnommen von H. KAMERLINGH ONNES, Comm. of Leiden No. 119B, 1911. Dabei wurde übersehen, daß die Originalbeobachtungen (Comm. Nr. 99) noch einige Zwischenpunkte liefern, durch welche die Fig. 1 bis 3 vorteilhaft ergänzt werden können.

⁵⁾ Die Beobachtungen von F. HENNING werden demnächst im Tätigkeitsbericht der Phys.-Techn. Reichsanstalt, ZS. f. Instrkde. 33, 1913, veröffentlicht.

⁶⁾ Für Al, Fe, Ni vielleicht schon von einer niedrigeren Temperatur an.

⁷⁾ A. MATTHIESSEN, Pogg. Ann. 110, 190, 1860; A. MATTHIESSEN und C. VOET, ebend. 122, 19, 1864; W. GUERTLER, Jahrb. f. Rad. u. Elektr. 5, 17, 1908.

Fig. 1.



nehmender Temperatur um so früher wieder anwachsen, je größer der konstante Zusatzwiderstand ist. Wahrscheinlich erklärt sich daraus das Ansteigen der Beobachtungen an Pt und Ag bei den tiefsten Temperaturen. Ob auch für reine Metalle ein Restwiderstand bleibt, der w/T beim Nullpunkt unendlich werden läßt, ist vorläufig unentschieden. Die Figur erweckt den Anschein, daß w/T für reine Metalle verschwindet. Man vergleiche die Punkte für Gold¹⁾, die KAMERLINGH ONNES beobachtet hat, und ebenso die Aussagen desselben Autors²⁾ über das Verschwinden des Widerstandes von Quecksilber.

§ 2. Den unbestreitbaren Zusammenhang zwischen w und ν_m , den die ältere Elektronentheorie nicht kennt, aus der Quantentheorie zu erklären, liegen schon verschiedene Versuche³⁾ vor, von denen uns hier diejenigen interessieren, die auf der Annahme beruhen, daß die Weglänge der Elektronen wesentlich durch die Schwingungsamplitude der Atome beeinflußt wird. Am radikalsten ist W. WIEN vorgegangen, der in der bekannten Gleichung der Elektronentheorie

$$w = \frac{2mu}{e^2 N l} \quad 2)$$

(m Masse, u Geschwindigkeit, e Ladung, l Weglänge, N Anzahl der Elektronen im Kubikzentimeter) im Gegensatz zu RIECKE, DRUDE, H. A. LORENTZ u. a. u und N unabhängig von der Temperatur setzt und in bezug auf l annimmt, daß das ruhende Atom an sich keinen Einfluß auf l hat, sondern nur das schwingende Atom vermöge seiner Amplitude. Danach würde also die Weglänge des Elektrons nur von der Anzahl der Atome im Kubikzentimeter und von ihrer Amplitude abhängen. WIEN macht es nun weiterhin plausibel, daß die Weglänge dem Quadrat der Amplitude umgekehrt proportional zu setzen ist⁴⁾, und kommt

¹⁾ Gemeint sind die beiden nicht deutlich als Doppelkreise erkennbaren Beobachtungen in Fig. 1, welche die kleinsten überhaupt vorkommenden Ordinaten besitzen.

²⁾ La Théorie du Rayonnement et les Quanta (Rapports de la Réunion Solvay 1911), Paris 1912, S. 304.

³⁾ H. KAMERLINGH ONNES, Comm. of Leiden No. 119B, 1911; W. NERNST, Sitzber. d. Berl. Akad. 1911, S. 306; F. A. LINDEMANN, ebend. S. 316; W. WIEN, ebend. 1913, S. 184. Vgl. auch J. KOENIGSBERGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 275, 1912; JAFFE, Phys. ZS. 13, 287, 1912.

⁴⁾ Vgl. auch F. A. LINDEMANN, l. c., wo dieselbe Annahme, nur mit Rücksicht auf einen undurchdringlichen Atomkern, gemacht ist.

von dieser Annahme aus zu einer Gleichung für l , die wir hier in allgemeinerer Form, als sie bei WIEN steht, wiedergeben, nämlich:

$$\frac{1}{l} = C \frac{h}{M \nu_m v} f\left(\frac{T}{\beta \nu_m}\right), \quad 3)$$

wo C eine dimensionslose Konstante und auch die Funktion f dimensionslos ist, ferner M das Atomgewicht, v das Atomvolumen, h die PLANCKsche Strahlungskonstante. Die Temperatur geht also nur in der Verbindung $T/\beta \nu_m$ in l ein. Daraus folgt, daß, wenn u/N in Gleichung 2) als unabhängig von T angenommen wird, wie bei WIEN, der Widerstand einer Funktion von $T/\beta \nu_m$ proportional ist.

Insofern stimmt also der WIENSche Ansatz für $T < 1,5 \beta \nu_m$ sehr gut mit der bisherigen Erfahrung überein. Die spezielle Form jedoch, welche WIEN a. a. O. für die Funktion f in Gleichung 3) abgeleitet hat, stellt nur in grober Annäherung den wahren Zusammenhang zwischen w und T dar. Das geht aus unserer Fig. 1 deutlich hervor, wo die gestrichelte Kurve nach WIEN berechnet ist¹⁾. Sie steigt offenbar zu gleichmäßig an. Die beobachteten Punkte folgen einer Kurve mit wesentlich stärkeren Krümmungen, die besonders in der Nähe der Abszissenachse voraussichtlich ganz anders verläuft als die WIENSche.

§ 3. Empirisch habe ich folgendes merkwürdige Resultat gefunden:

Das Verhältnis von Widerstand zu absoluter Temperatur wächst im Gebiete tiefer Temperaturen nahezu proportional der Atomwärme.

Um dies zu zeigen, ist in Fig. 1 die ausgezogene Kurve eingezeichnet, welche den Verlauf der Atomwärme C_v nach DEBYES Formel²⁾ wiedergibt, wobei der Ordinatenmaßstab passend gewählt ist. In tiefer Temperatur nimmt in der Tat die C_v -Kurve genau den Verlauf, den man für die Beobachtungen an ganz reinen Metallen wird erwarten dürfen. Bei hohen Abszissenwerten nimmt die C_v -Kurve eine mittlere Lage zwischen den divergierenden Beobachtungen an Platin und Blei ein. Da hier kein einheit-

¹⁾ Für die Zeichnung sind die von WIEN selbst in seiner Arbeit für die einzelnen Metalle berechneten Zahlen benutzt.

²⁾ P. DEBYE, l. c.

liches Gesetz mehr zwischen w und $T/\beta\nu_m$ besteht, so muß natürlich auch die Beziehung zu C_p aufhören.

In den Fig. 2, 3 und 4 ist die Beziehung zwischen Widerstand und Atomwärme dadurch veranschaulicht, daß für die

Fig. 2.

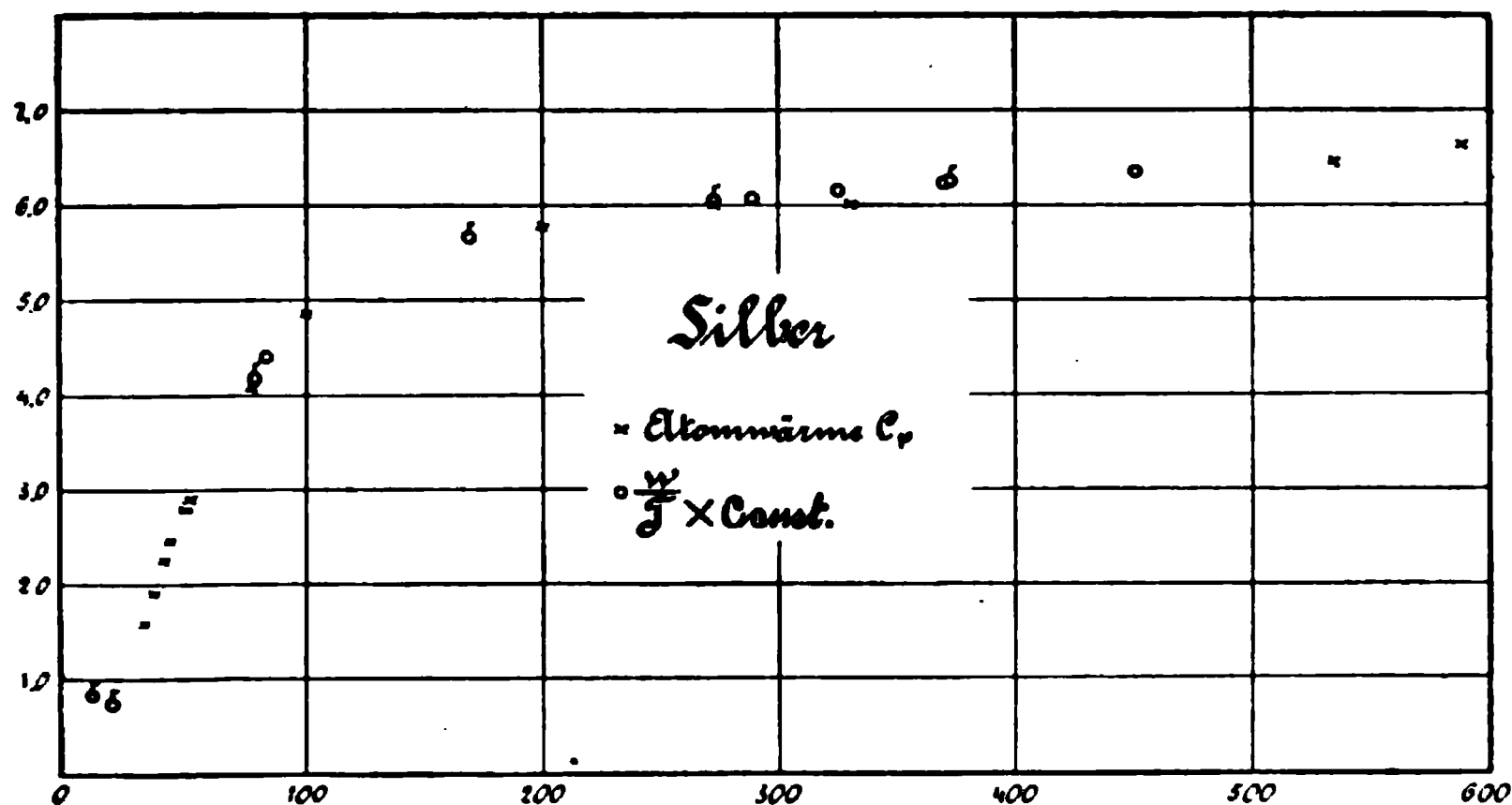
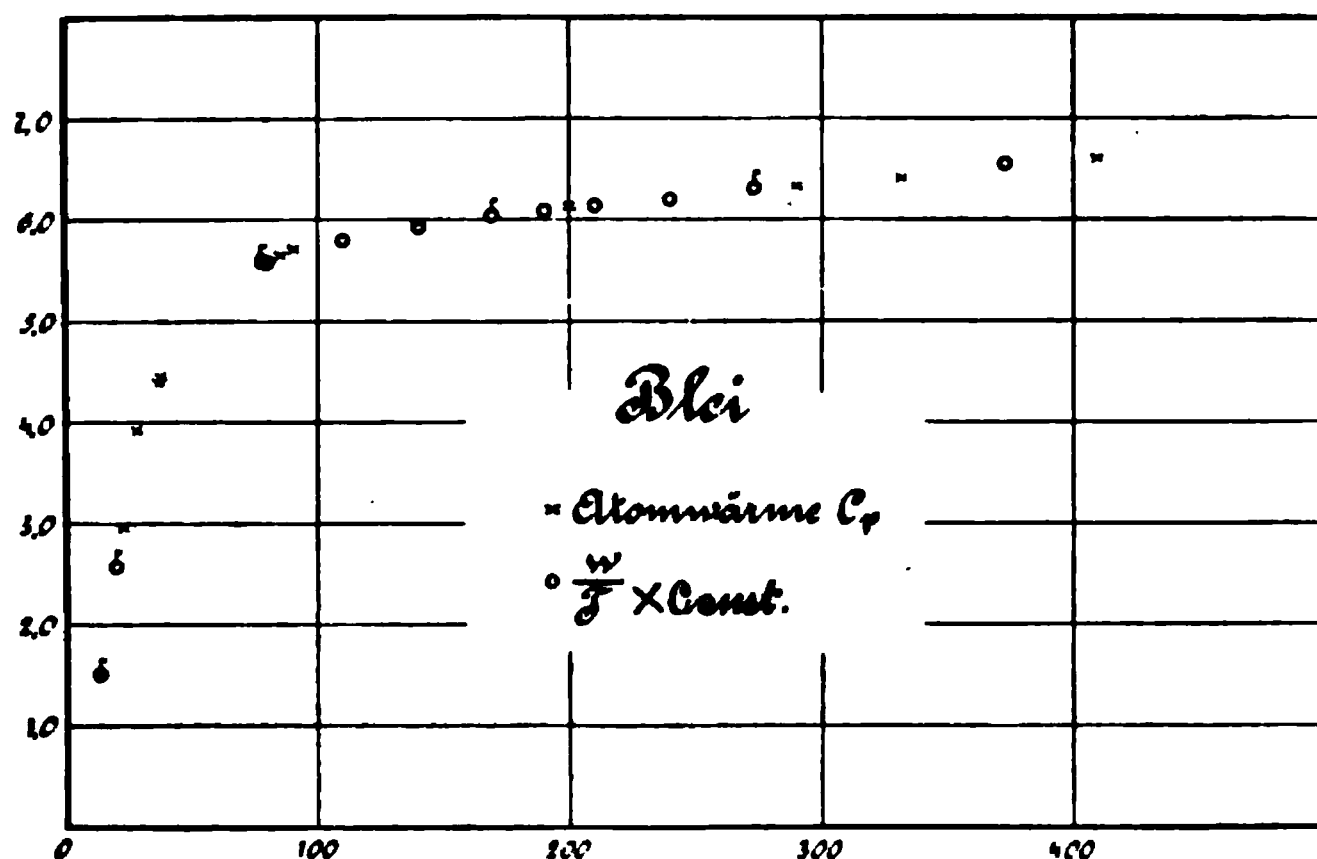


Fig. 3.



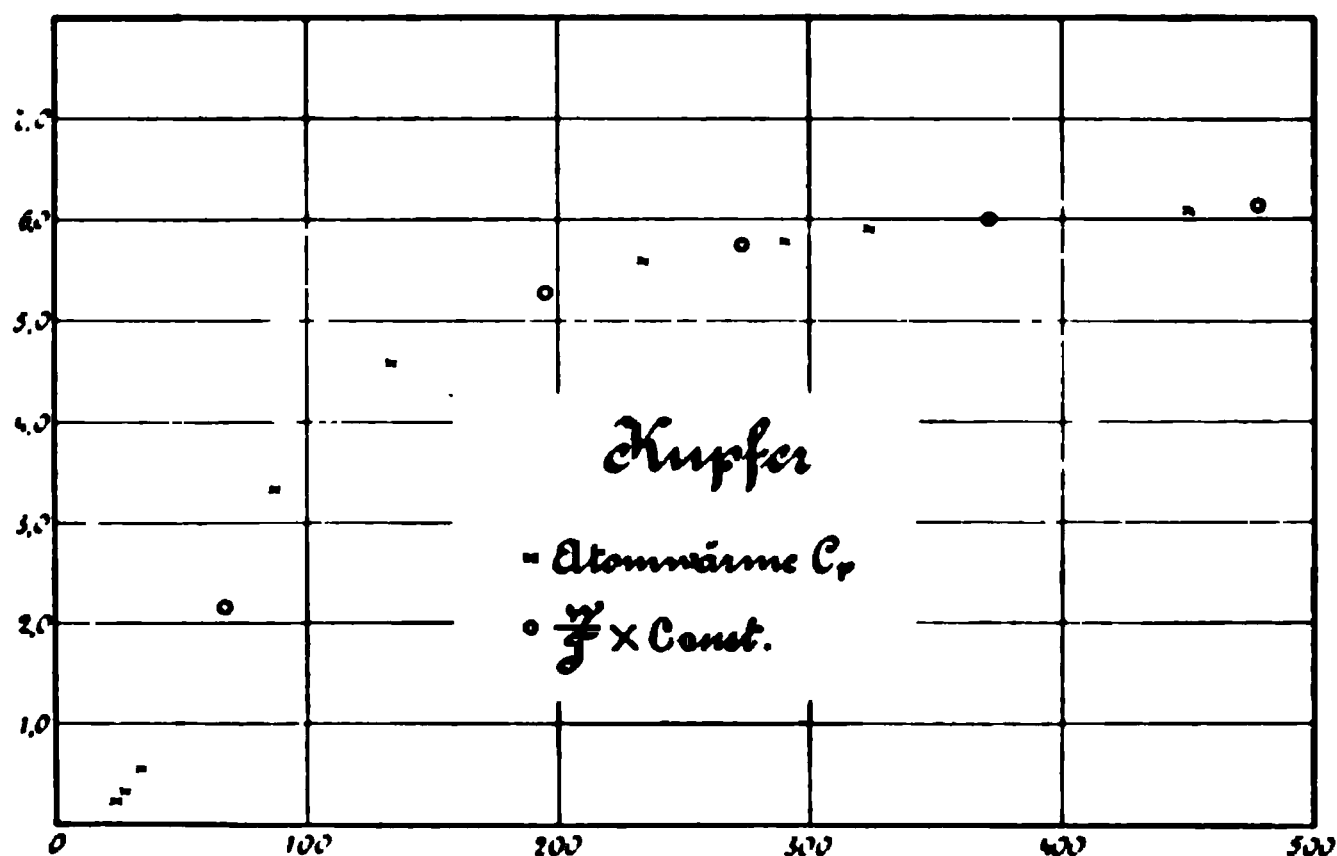
Metalle Ag, Pb, Cu die beobachteten Atomwärmen C_p ¹⁾ als Kreuze, die beobachteten Widerstände, dividiert durch die absolute Temperatur, als Kreise eingezeichnet sind, wobei der Maßstab von

¹⁾ Nach W. NERNST und F. A. LINDEMANN, ZS. f. Elektrochemie 17, 817, 1911.

w/T wieder passend gewählt ist. Als Abszisse ist hier einfach die absolute Temperatur aufgetragen. Die Wahl der Frequenz ν_m spielt hier gar keine Rolle. Man sieht, daß für manche Metalle der Parallelismus von w/T mit C_p noch weiter geht als mit C_v . Bei Platin ist das aber nicht der Fall.

Daß der empirisch gefundenen Übereinstimmung zwischen w/T und C_v bzw. C_p eine direkte theoretische Deutung zukommt, scheint mir wegen der Kompliziertheit des Vorganges der elek-

Fig. 4.



trischen Leitung zweifelhaft. Zunächst können wir in jener Beziehung nur eine mit den Tatsachen einigermaßen im Einklang stehende spezielle Form des an den Eingang von § 1 gestellten Satzes (Gleichung 1) sehen, welche den von KAMERLINGH ONNES, NERNST und F. A. LINDEMANN vorgeschlagenen Formeln dadurch überlegen ist, daß sie die richtigen Frequenzwerte ν_m benutzt, und der WIENSchen Formel dadurch, daß sie sich den Beobachtungen besser anschließt.

Immerhin möchte ich darauf hinweisen, daß man den an den Anfang dieses Paragraphen gestellten Satz auch in folgender Form aussprechen kann, die einer theoretischen Deutung zugänglicher erscheint:

In einem gegen Wärmeableitung vollständig geschützten zylindrischen¹⁾ Leiter ist die im Zeitelement dt

¹⁾ Wichtig ist, daß der Leiter überall die gleiche Temperaturerhöhung erfährt, damit die Wärmeleitung aus dem Spiele bleibt.

durch JOULEsche Wärme erzeugte Temperaturerhöhung proportional dem Quadrat der Stromstärke und der absoluten Temperatur des Leiters.

Die Identität dieses Satzes mit dem vorigen erkennt man leicht. Es sei W der Widerstand, C_p die Wärmekapazität des Leiters von der Masse eines Grammatoms, J die Stromstärke, dann ist bei Ausschluß von Wärmeabgabe, den man sich durch geeignete Vorrichtungen bewerkstelligt denken kann,

$$J^2 W dt = C_p dT.$$

Führt man hier nach dem zuletzt ausgesprochenen Satz die Bedingung ein

$$dT = A J^2 T dt, \quad 4)$$

wo A außer den Dimensionen des Leiters eine charakteristische Konstante des Metalles enthält, so folgt:

$$J^2 W dt = A J^2 T C_p dt,$$

also

$$W = A T C_p. \quad 5)$$

Die Gleichungen 4) und 5) sind also gleichwertige Ausdrücke für die empirisch gefundene Beziehung zwischen Widerstand und Atomwärme. Eine elektronen- oder molekulartheoretische Deutung ist mir aber nicht gelungen.

§ 4. Man wird sich zunächst zu fragen haben, ob und wie man die WIENSche Theorie, die hinsichtlich der Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur jedenfalls zu beschränkt ist, mit dem empirisch gefundenen Ergebnis in Übereinstimmung bringen kann. Die Antwort ist nicht ohne weiteres ersichtlich. Man kann vielleicht WIENS Berechnung der Weglänge l im wesentlichen beibehalten und den funktionellen Zusammenhang von w und T dadurch ändern, daß man u und N nicht als konstant, sondern wieder als von T abhängig ansieht. Von ausschlaggebender Bedeutung scheint mir hier der Verlauf von w in der Nähe von $T = 0$ zu sein, der freilich vorläufig noch zu wenig durch Versuche geklärt ist. Sollte sich die durch Gleichung 4) oder 5) gegebene Beziehung bestätigen, so würde bei Annahme der DEBYEschen Theorie in unmittelbarer Nähe des Nullpunktes w mit der vierten Potenz von T wachsen, während sich nach der WIENSchen Rechnung für $1/l$ ein Anwachsen mit T^2 ergibt. Es bliebe also auch für u/N beim Nullpunkt ein Anwachsen mit T^2

zu erwarten, d. h. ein sehr rascher Anstieg der Elektronengeschwindigkeit mit der Temperatur, der wohl nur unter Zuhilfenahme der Quantentheorie verständlich würde¹⁾.

Wie der Übergang der WIENSchen Kurve in die beobachtete zu bewerkstelligen ist, vermag ich nicht zu sagen. Immerhin darf man erwarten, daß die unbedingt notwendige Modifikation der WIENSchen Theorie auch die Ableitung²⁾ der WIEDEMANN-FRANZschen Zahl retten wird, deren Preisgabe WIEN selbst als das Unbefriedigendste in seiner Theorie bezeichnet.

II. Einfluß des Druckes.

§ 5. Bei der herrschenden Ungewißheit über die richtige Deutung des Temperatureinflusses auf den Widerstand scheint es mir beachtenswert, daß der WIENSche Ansatz für l sich bei der Berechnung des Druckeinflusses auf den elektrischen Widerstand als erfolgreich erweist. Und zwar brauchen wir für die Weglänge l nur die allgemeine Form 3) zugrunde zu legen.

Nach der neueren Theorie des festen Zustandes einatomiger Elemente³⁾ ist bei nicht zu hohen Temperaturen die Entropie S mit ziemlich großer Annäherung nur eine Funktion von $T/\beta\nu_m$, wo ν_m wieder die für die Atomwärme charakteristische Frequenz des einzelnen Elementes ist. Demnach muß bei einer isentropischen (adiabatischen) Druckänderung nicht allein $T/\beta\nu_m$, sondern auch jede beliebige Funktion dieses Argumentes konstant bleiben. Mit Rücksicht darauf folgt aus Gleichung 3):

$$-\frac{1}{l} \left(\frac{\partial l}{\partial p} \right)_s = -\frac{1}{\nu_m} \left(\frac{\partial \nu_m}{\partial p} \right)_s - \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_s,$$

oder nach Einführung der Beziehung⁴⁾

$$\frac{1}{\nu_m} \left(\frac{\partial \nu_m}{\partial p} \right)_s = \frac{1}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_s = \frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \quad 6)$$

und der abkürzenden Bezeichnung κ_s für die adiabatische Kompressibilität:

$$-\frac{1}{l} \left(\frac{\partial l}{\partial p} \right)_s = -\frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p + \kappa_s. \quad 7)$$

¹⁾ Vgl. J. KÖNIGSBERGER, l. c.

²⁾ P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 1, 577, 1900.

³⁾ E. GRÜNEISEN, ebenda (4) 39, 257, 1912; vgl. besonders S. 275—277.

⁴⁾ E. GRÜNEISEN, l. c. S. 276.

Da das positive Glied der rechten Seite dem absoluten Betrag nach in der Regel etwa nur halb so groß ist wie das negative¹⁾, so ergibt sich aus Gleichung 7) der Schluß:

Die Weglänge des Elektrons wächst bei adiabatischer Druckerhöhung. Um so mehr²⁾ ist dies bei isothermer Druckerhöhung zu erwarten.

§ 6. Um nun weiter die durch Experimente festgestellte isotherme Widerstandsänderung durch Druck zu finden, bilden wir zunächst nach der Differenziationsregel

$$\left(\frac{\partial}{\partial p}\right)_s = \left(\frac{\partial}{\partial p}\right)_T + \left(\frac{\partial}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s$$

die Beziehung zwischen isothermer und adiabatischer Widerstandsänderung, nämlich

$$\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)_s - \frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial T}\right)_p \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_s,$$

wofür wir nach Einführung der Beziehung 6) und der Bezeichnung

$\alpha_T = \frac{1}{w} \frac{\partial w}{\partial T}$ schreiben können:

$$\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)_s - \frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p \alpha_T T. \quad 8)$$

Entnimmt man nun den Gleichungen 2) und 7)

$$\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)_s = \frac{1}{u} \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_s - \frac{1}{N} \left(\frac{\partial N}{\partial p}\right)_s - \frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p + \alpha_s,$$

so folgt nach Substitution in Gleichung 8) als Endresultat:

$$\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p}\right)_T = \frac{1}{u} \left(\frac{\partial u}{\partial p}\right)_s - \frac{1}{N} \left(\frac{\partial N}{\partial p}\right)_s + \alpha_s - \frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p [1 + \alpha_T T]. \quad 9)$$

Die elektronentheoretischen Grundlagen dieser Gleichung sind, um das noch einmal zu wiederholen, in den Gleichungen 2) und 3) enthalten. Bleibt deren Form späterhin bestehen, so muß auch Gleichung 9) in tiefer Temperatur gelten. Von den beiden ersten Gliedern der rechten Seite von 9) ist uns das eine, nämlich der Einfluß des Druckes auf die Elektronengeschwindigkeit u , gänzlich unbekannt. Nach WIENS Annahmen könnte man dies

¹⁾ Beide Glieder stehen im Verhältnis $1:\gamma$, wo γ aus E. GRÜNEISEN, l. c. S. 273, Tabelle 1 zu entnehmen ist.

²⁾ Insofern man nämlich annehmen kann, daß die Weglänge mit steigender Temperatur abnimmt.

Glied einfach vernachlässigen, oder, wenn ein Zusammenhang zwischen u und v_m von der Art

$$\frac{1}{2} m u^2 = h v_m$$

bestände¹⁾, hätte man zu setzen:

$$\frac{1}{u} \left(\frac{\partial u}{\partial p} \right)_s = \frac{1}{2} \frac{1}{v_m} \left(\frac{\partial v_m}{\partial p} \right)_s = \frac{1}{2} \frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p. \quad 10)$$

Das gleiche würde aus der DRUDESchen Annahme der älteren Elektronentheorie

$$\frac{1}{2} m u^2 = \frac{3}{2} k T$$

folgen.

Da der durch Gleichung 10) gegebene Betrag bei gewöhnlicher Temperatur nur $\frac{1}{4}$ des Gesamtbetrages von $\frac{1}{w} (\partial w / \partial p)_T$ ausmacht, so führen wir wahrscheinlich keinen entstellenden Fehler ein, wenn wir $(\partial \log u / \partial p)_s$ zunächst vernachlässigen.

Etwas günstiger steht es mit unseren Kenntnissen beim zweiten Glied von Gleichung 9), dem Druckeinfluß auf die Elektronendichte. Hier können wir nämlich mit E. WAGNER²⁾ aus seinen Messungen über den Druckeinfluß auf die Thermokraft entnehmen, daß sich die Elektronendichte bei konstanter Temperatur nur außerordentlich wenig mit dem Druck ändert. Nun brauchen wir zwar die adiabatischen Änderungen, wir werden aber wahrscheinlich einen sehr kleinen Fehler machen, wenn wir für $(\partial \log N / \partial p)_s$ in 9) die von E. WAGNER in seiner Tabelle 22, Spalte 4 angegebenen Beträge einsetzen, die nur einen kleinen Bruchteil der rechten Seite von Gleichung 9) ausmachen.

Nach dem Gesagten, und weil $\kappa_s < \frac{1}{C_p} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)$, müssen wir aus Gleichung 9) schließen:

Der spezifische Widerstand nimmt bei isothermer Druckzunahme ab.

Dies Resultat wird durch die Messungen von CHWOLSON, TOMLINSON, LUSSANA, LISELL, WILLIAMS, LAFAY, BECKMANN³⁾ für die reinen Metalle, mit Ausnahme von Wismut, bestätigt. Es ist bisweilen als widersinnig empfunden worden, da man zu der Annahme neigte, daß bei der Annäherung der Atome durch Kom-

¹⁾ Vgl. W. WIEN, l. c.

²⁾ E. WAGNER, Ann. d. Phys. (4) 27, 955, 1908.

³⁾ Die Literatur findet man zusammengestellt bei ERIK LISELL, Inaug.-Diss. Upsala 1903, und BENGT BECKMANN, Inaug.-Diss. Upsala 1911.

pression die Beweglichkeit der Elektronen gehemmt würde. Die neuere Theorie gibt uns nun die befriedigende Erklärung, daß die Beweglichkeit wächst, weil die Amplitude der Atomschwingungen abnimmt.

§ 7. Aber nicht nur dem Vorzeichen, sondern auch der Größe nach liefert uns die Theorie den Druckeffekt auf den Widerstand ziemlich richtig. Das lehrt die folgende Tabelle I, in der die berechneten und beobachteten Effekte für alle bisher untersuchten reinen Metalle, ausgenommen Wismut, verglichen sind. Es enthält Spalte 1 die von E. WAGNER gefundenen Druckkoeffizienten von N , Spalte 2 die Kompressibilität, Spalte 3 das Verhältnis von thermischer Ausdehnung zu Atomwärme, Spalte 4 den Temperaturkoeffizienten des Widerstandes beim Eisschmelzpunkt¹⁾, Spalte 5 den nach Gleichung 9) mit Vernachlässigung von $(\partial \log u / \partial p)_s$ berechneten Druckkoeffizienten des spezifischen Widerstandes, Spalte 6 dieselbe Größe nach den gut übereinstimmenden Beobachtungen von LISELL²⁾, WILLIAMS³⁾, LAFAY⁴⁾ und BECKMANN⁵⁾, wobei an den direkt beobachteten Veränderungen des Widerstandes eine Korrektur von $-\frac{1}{3}\alpha$ wegen der Dimensionsänderungen des Drahtes angebracht ist. Alle Angaben sollen für den Eisschmelzpunkt gelten.

Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung ist überraschend gut, so daß man sich versucht fühlt, die oben gemachten Annahmen für richtig, z. B. auch die Vernachlässigung von $(\partial \log u / \partial p)_s$ für berechtigt zu halten. Die größeren Abweichungen bei Cd und Pb könnten damit zusammenhängen, daß für diese Metalle die Temperatur des Eisschmelzpunktes im Verhältnis zu ihrem eigenen Schmelzpunkt nicht tief genug liegt. Die Abweichung beim Ni würde sich aus einer kleinen Verunreinigung des LISELLschen Drahtes erklären, die Abweichung beim Pt aber nicht. Es liegt hier also eine Andeutung, daß die Theorie noch nicht ganz ausreicht.

¹⁾ Für reine Metalle. Leider hat LISELL nicht für alle von ihm untersuchten Metalldrähte den Temperaturkoeffizienten bestimmt.

²⁾ l. c.

³⁾ W. E. WILLIAMS, Phil. Mag. (6) 13, 635, 1907.

⁴⁾ A. LAFAY, C. R. 149, 566, 1909; Ann. de chim. et de phys. (8) 19, 289, 1910.

⁵⁾ l. c.

Tabelle I.

Reines Metall	1.	2.	3.	4.	5.	6.
	$\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial p} \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^6$	$\frac{1}{C_p} \frac{\partial v}{\partial T} \cdot 10^6$	$\alpha \cdot 10^4$	$-\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_T \cdot 10^6$	
	cm ² /kg	cm ² /kg	cm ² /kg		ber. cm ² /kg	beob. cm ² /kg
Al	− 0,01	1,33	2,63	40	4,2	4,3
Ni	+ 0,11	0,56	0,93	60	2,0	1,6
Cu	+ 0,04	0,75	1,38	43	2,3	2,2
Ag	+ 0,10	0,90	2,26	40	3,9	3,9
Cd	+ 0,42	2,1	(4,89) ¹⁾	40	(8,5)	10
Pt	+ 0,21	0,40	0,92	39	1,7	2,0
Au	+ 0,05	0,59	1,67	40	3,0	3,0
Pb	+ 0,06	2,1	5,8	42	10,5	15

§ 8. Die vorstehenden Ausführungen beziehen sich nur auf reine Metalle. Zum Schluß mögen noch einige Bemerkungen über die Legierungen folgen.

Für Legierungen der Klasse A, deren Komponenten keine merkliche Mischbarkeit im festen Zustande besitzen (Pb, Zn, Sn, Cd) sollten unsere Betrachtungen noch im wesentlichen zutreffen, d. h. der Druckkoeffizient des Widerstandes sollte sich für die Legierung angenähert nach der Mischungsregel aus den Druckkoeffizienten der reinen Komponenten berechnen lassen. Dies hat in der Tat BECKMANN für Cd—Pb-Legierungen gefunden.

Verwickelter liegen die Verhältnisse bei Legierungen der Klasse B, welche Mischkristalle bilden, d. h. bei den Legierungen, welche nach der MATTHIESSENSchen Regel einen von der Temperatur wenig abhängigen Zusatzwiderstand besitzen, so daß ihr relativer Temperaturkoeffizient wesentlich kleiner ist als der der reinen Metalle. Bei diesen Legierungen ist auch der Druckkoeffizient, wie LISELL und BECKMANN gefunden haben, kleiner als für die reinen Komponenten. Er kann sogar durch Null hindurchgehend sein Vorzeichen ändern, wie bei Cu—Mn-Legierungen, Manganin und Neusilber.

Von diesem merkwürdigen Verhalten kann unsere Theorie natürlich nicht ohne weiteres Rechenschaft geben, da der Einfluß des Druckes auf den noch wenig aufgeklärten Zusatzwiderstand

¹⁾ Der Ausdehnungskoeffizient von Cadmium wird sehr verschieden gefunden. Oben ist der Mittelwert der von W. VOIGT und mir beobachteten Zahlen benutzt. Vgl. Ann. d. Phys. 33, 56, 1910.

in Betracht kommt. Um so interessanter ist es, daß unsere Gleichung 9) für solche binäre Legierungen der Klasse B, welche der MATTHIESSENSchen Regel annähernd folgen, ihre Gültigkeit zu behalten scheint. In Tabelle II, deren Anordnung der von Tabelle 1 entspricht, ist der Druckkoeffizient für einige von LISELL und BECKMANN untersuchte Legierungen berechnet. Dabei ist zu bemerken, daß die Kompressibilität von Legierungen sich ebenso, wie der Ausdehnungskoeffizient, meist nach der Mischungsregel berechnen läßt¹⁾, daß ferner für die Kompressibilität von Iridium in Ermangelung einer Beobachtung die früher²⁾ von mir geschätzte Zahl eingesetzt ist, auf die aber sehr wenig ankommt, daß endlich für Spalte 1 nur bei Konstantan eine Beobachtung von E. WAGNER vorliegt, bei Ag—Au und Pt—Ir die Zahlen für Ag bzw. Pt eingesetzt wurden, wodurch wahrscheinlich nur kleine Fehler entstanden sind.

Tabelle II.

Legierung	1. $\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial p} \cdot 10^6$ cm ² /kg	2. $\alpha \cdot 10^6$ cm ² /kg	3. $\frac{1}{C_p} \frac{\partial v}{\partial T} \cdot 10^6$ cm ² /kg	4. α	5. $-\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_T \cdot 10^6$ ber. cm ² /kg	6. beob. cm ² /kg
Ag—Au (51,2 Vol.-Proz. Au)	+ 0,1 (?)	0,75	1,96	0,00072 ³⁾	1,7	1,4 ⁴⁾
Pt—Ir (10 Proz. Ir)	+ 0,2 (?)	0,39	0,89	0,00126 ⁴⁾	1,0	1,1 ⁵⁾
Konstantan . . .	+ 0,33	0,63	1,17	0,0000	0,84	0,65 ⁵⁾

Die auch hier wieder auffallend gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung (Spalte 5 und 6) kann, so viel ich sehe, nur dadurch zustande kommen, daß der Druckkoeffizient des Zusatzwiderstandes von gleichem Vorzeichen ist, wie der von reinen Metallen⁶⁾, d. h. der Zusatzwiderstand nimmt ab bei Druckerhöhung.

Bei anderen Legierungen, wie Cu—Mn, Manganin und Neusilber (ternäre Legierungen), die der Regel von MATTHIESSEN nicht

¹⁾ E. GRÜNEISEN, Ann. d. Phys. (4) 25, 850, 1908.

²⁾ Ebend. 26, 399, 1908.

³⁾ BECKMANN, l. c.

⁴⁾ GRIBEL, ZS. anorg. Ch. 70, 246, 1911.

⁵⁾ LISELL, l. c.

⁶⁾ Allerdings etwas kleiner als bei diesen.

folgen¹⁾, muß man jedoch annehmen, daß der Zusatzwiderstand durch Druckvermehrung wächst, da sonst das positive Vorzeichen von $\partial w / \partial p$ nicht erklärt werden kann, ebenso wie man annehmen muß, daß der Zusatzwiderstand durch Temperaturerhöhung abnimmt, da sonst das Verschwinden oder gar Negativwerden von $\partial w / \partial T$ nicht erklärt werden kann.

Wenn sich die Komponenten solcher Legierungen, die sich der Gleichung 9) noch fügen, hinsichtlich ihrer Kompressibilität und thermischen Ausdehnung wenig unterscheiden, so kann man jene Gleichung für ein gegebenes T in der Form schreiben:

$$\frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial p} \right)_T = a - b \frac{1}{w} \left(\frac{\partial w}{\partial T} \right)_p \quad 9a)$$

und hierin a und b als Konstanten der betreffenden Legierungsreihe betrachten. Die durch 9a) ausgedrückte lineare Beziehung zwischen Druckkoeffizient und Temperaturkoeffizient ist in der Tat von LISSELL und BECKMANN empirisch aufgefunden worden.

§ 9. Als wichtigstes Ergebnis der vorstehenden Untersuchung sei noch einmal folgendes wiederholt:

Der elektrische Widerstand eines reinen Metalles wächst in tiefer Temperatur proportional einer universellen Funktion von $T / \beta \nu_m$, wo ν_m durch die Atomwärme bestimmt ist.

Als solche Funktion genügt, wie sich empirisch zeigt, das Produkt aus Atomwärme und absoluter Temperatur, während die von WIEN berechnete Funktion für den Widerstand nicht ausreicht.

Gleichwohl wird die WIENSche Annahme, daß die Zahl der Zusammenstöße zwischen Elektronen und Atomen, oder die reziproke Weglänge, proportional dem Quadrat der Atomamplituden sei, dadurch gestützt, daß sich auf Grund derselben der Einfluß des hydrostatischen Druckes auf den elektrischen Widerstand reiner Metalle dem Vorzeichen und der Größenordnung nach richtig berechnen läßt.

Die für diesen Druckeffekt abgeleitete Formel scheint auch für solche Legierungen gültig zu bleiben, welche der MATTHIESSENschen Regel folgen.

¹⁾ Vgl. W. GUERTLER, l. c., S. 63.

Über einen Soleil-Babinetschen Kompensator mit Halbschatteneinstellung;

von G. Szivessy.

(Eingegangen am 7. März 1913.)

§ 1. Prinzip und Handhabung des Instrumentes. Der bei der Analyse elliptisch polarisierten Lichtes zur Verwendung kommende SOLEIL-BABINETsche Kompensator besteht bekanntlich aus zwei planparallelen, parallel zur Achse geschnittenen Quarzplatten, deren Ebenen parallel orientiert und mit ihren Achsenrichtungen rechtwinkelig gekreuzt sind. Eine der beiden Platten besitzt unveränderliche Dicke, während die Dicke der anderen, die aus einem festen und einem verschiebbaren Keil besteht, geändert werden kann. Fällt einfarbiges, paralleles Licht senkrecht auf die Platten und befinden sich diese zwischen gekreuzten Nicols, deren Schwingungsrichtungen 45° mit den Achsenrichtungen der Plattenkombination bilden, so erscheint das Gesichtsfeld dunkel, wenn die Plattenkombination für die benutzte Lichtart eine Phasenverzögerung von $\pm 2k\pi$ hervorruft, wo k eine ganze Zahl ist. Die „Einstellung auf dunkel“ kann aber wegen der Unempfindlichkeit des Auges für den Vergleich zeitlich aufeinanderfolgender Intensitäten nicht mit der oft erforderlichen Genauigkeit erfolgen.

Um diesem Übelstande abzuhelpen, hat D. BRACE¹⁾ eine Anordnung beschrieben, bei welcher das bei der Messung der Rotationspolarisation schon früher eingeführte Prinzip der „Halbschatteneinstellung“ auf die Analyse elliptisch polarisierten Lichtes übertragen wurde, welche aber eine sehr umständliche Ausrechnung der Resultate erforderlich macht. Neuerdings hat J. KÖNIGSBERGER²⁾ ein nach Art der CALDERONSchen Platte konstruiertes Glimmerokular angegeben, das sehr geringe Doppelbrechungen zu

¹⁾ D. BRACE, Phys. Rev. 18, 70, 1904; 19, 218, 1904. Über ein Halbschattenpolarimeter vgl. auch L. ZEHNDER, Ann. d. Phys. (4) 26, 985, 1908.

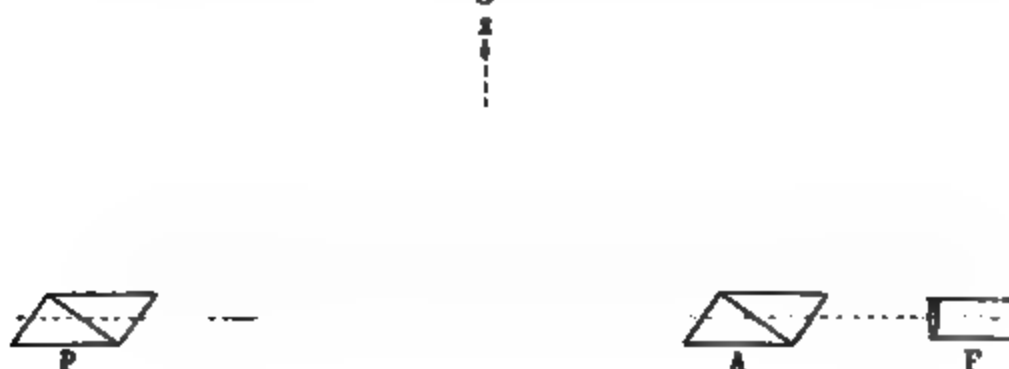
²⁾ J. KÖNIGSBERGER, Centralbl. f. Mineralogie 1908, S. 729.

erkennen gestattet, und R. LEISER¹⁾ hat anlässlich einer Untersuchung über den elektro-optischen Kerr-Effekt eine Anordnung beschrieben, mit welcher sich ebenfalls sehr kleine Gangunterschiede nachweisen lassen.

Ohne die übliche einfache Gebrauchsart des SOLEIL-BABINETschen Kompensators grundsätzlich zu ändern und seine Eigenschaft äußerst geringer Lichtabsorption zu beeinträchtigen, läßt sich derselbe in einen Halbschattenkompensator abändern.

Das Prinzip des abgeänderten Instrumentes ist aus der schematischen Fig. 1 ersichtlich. *P* bedeutet den polarisierenden, *A* den analysierenden Nicol. *SB* stellt die SOLEIL-BABINETsche

Fig. 1.



Plattenkombination dar; die Schraffur bzw. Punktierung zeigt die Lage der optischen Achsen in den beiden Platten an. *T* ist die Trommel der Mikrometerschraube, durch welche der bewegliche Keil verschoben werden kann. Hinter (oder vor) der SOLEIL-BABINETschen Plattenkombination befindet sich die „Halbschattenplatte“ *H*, welche aus zwei gleich dicken, parallel zur Achse geschnittenen Quarzplatten besteht, von welchen je eine die eine Hälfte des Gesichtsfeldes bedeckt. Die Achsenrichtungen dieser beiden Platten sind rechtwinkelig gekreuzt und verlaufen parallel bzw. senkrecht zu den Achsenrichtungen der SOLEIL-BABINETschen Plattenkombination, was in der Figur wieder aus der Schraffur bzw. Punktierung zu erkennen ist. Mit dem Beobachtungsfernrohr *F*

¹⁾ R. LEISER, Elektrische Doppelbrechung der Kohlenstoffverbindungen. Habilitationsschrift 1910, S. 12.

wird scharf auf die Trennungslinie t der beiden Teile der „Halbschattenplatte“ eingestellt¹⁾).

Die Handhabung des Instrumentes ist genau dieselbe wie die des gewöhnlichen SOLEIL-BABINETschen Kompensators, nur erfolgt statt der „Einstellung auf dunkel“ hier die „Einstellung auf gleiche Intensität der beiden Gesichtshälften“, die natürlich viel genauer vorgenommen werden kann. Hinsichtlich der Auswertung eines Trommelteils der Kompensatortrommel ist aber folgendes zu bemerken: Während beim gewöhnlichen SOLEIL-BABINETschen Kompensator die Zahl der Trommelumdrehungen zwischen zwei aufeinanderfolgenden „Einstellungen auf dunkel“ einer relativen Verzögerung einer Wellenlänge entspricht, sind beim abgeänderten Instrument, wie in § 2 gezeigt wird, die Trommelumdrehungen zwischen zwei aufeinanderfolgenden „Einstellungen auf gleiche Intensität der Gesichtshälften“ numerisch gleich einer relativen Verzögerung einer halben Wellenlänge.

§ 2. Theorie. Es seien x und y (Fig. 2) die Richtungen der Achsen in der SOLEIL-BABINETschen Plattenkombination und in der „Halbschattenplatte“ (Fig. 1).

x' sei die Schwingungsrichtung des Polarisators P , y' die des Analysators A . Das Koordinatensystem x', y' ist gegen das Achsenkreuz x, y um 45° gedreht. Aus dem Polarisator P austretendes paralleles Licht

von der Frequenz ν hat folgende Schwingungskomponenten:

$$x = a \cos 2\pi \nu t$$

$$y = a \cos 2\pi \nu t.$$

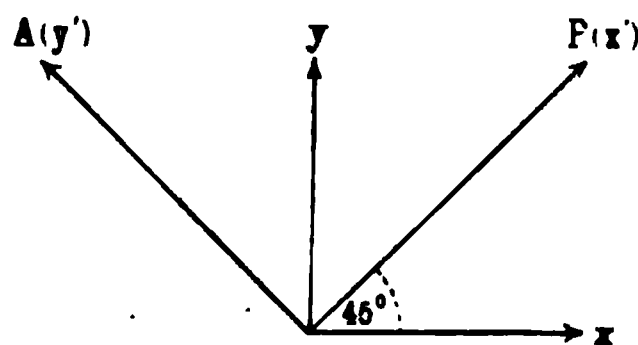
Das Licht falle nun senkrecht auf die SOLEIL-BABINETsche Plattenkombination SB . Diese sei so eingestellt, daß sie der parallel der x -Achse schwingenden Komponente eine Verzögerung ε erteilt; dann sind die Schwingungskomponenten des Lichtes nach dem Austritt aus SB :

$$x = a \cos (2\pi \nu t - \varepsilon)$$

$$y = a \cos 2\pi \nu t.$$

¹⁾ Eine ähnliche, für einfarbiges Licht brauchbare Anordnung ist von ZAKRZEWSKI angegeben worden; vgl. M. VOLKE, Ann. d. Phys. (4) 81, 622, 1910.

Fig. 2.



Die „Halbschattenplatte“ H möge in der einen Hälfte des Gesichtsfeldes, etwa links, der x -Komponente die Verzögerung φ erteilen; dann erleidet in der anderen (rechten) Gesichtshälfte die y -Komponente eine Verzögerung φ und nach dem Durchgang des Lichtes durch das ganze Quarzplattensystem lauten die Schwingungskomponenten links:

$$x = a \cos(2\pi\nu t - \varepsilon - \varphi)$$

$$y = a \cos 2\pi\nu t$$

und rechts:

$$x = a \cos(2\pi\nu t - \varepsilon)$$

$$y = a \cos(2\pi\nu t - \varphi).$$

Das aus dem gesamten Plattensystem austretende Licht ist demnach elliptisch polarisiert; die Hauptachsen der Schwingungsellipsen fallen in beiden Gesichtshälften mit den Schwingungsrichtungen x' und y' des Polarisators P und Analysators A zusammen. Die auf ihre Hauptachsen bezogenen Gleichungen der Schwingungsellipsen sind für das aus der linken Gesichtshälfte kommende Licht:

$$x' = a \sqrt{1 + \cos(\varphi + \varepsilon)} \cos 2\pi\nu t$$

$$y' = a \sqrt{1 - \cos(\varphi + \varepsilon)} \sin 2\pi\nu t,$$

während sie in der rechten Gesichtshälfte die Form haben:

$$x' = a \sqrt{1 + \cos(\varphi - \varepsilon)} \cos 2\pi\nu t$$

$$y' = a \sqrt{1 - \cos(\varphi - \varepsilon)} \sin 2\pi\nu t.$$

Da der Analysator A nur die parallel der y' -Achse schwingenden Komponenten durchläßt, so ist die Intensität des aus ihm austretenden Lichtes in der linken Gesichtshälfte

$$J_1 = a^2 [1 - \cos(\varphi + \varepsilon)] \quad 1)$$

und in der rechten Gesichtshälfte

$$J_2 = a^2 [1 - \cos(\varphi - \varepsilon)]. \quad 2)$$

Bei gegebenem, von $\pm k\pi$ (k ganze Zahl) verschiedenem φ ist $J_1 = J_2$, wenn

$$\varepsilon = \pm k\pi \quad (k \text{ ganze Zahl}) \quad 3)$$

ist, d.h. die beiden Gesichtshälften erscheinen gleich hell, wenn die durch die SOLEIL-BABINETsche Plattenkombination hervorgerufene relative Verzögerung der beiden

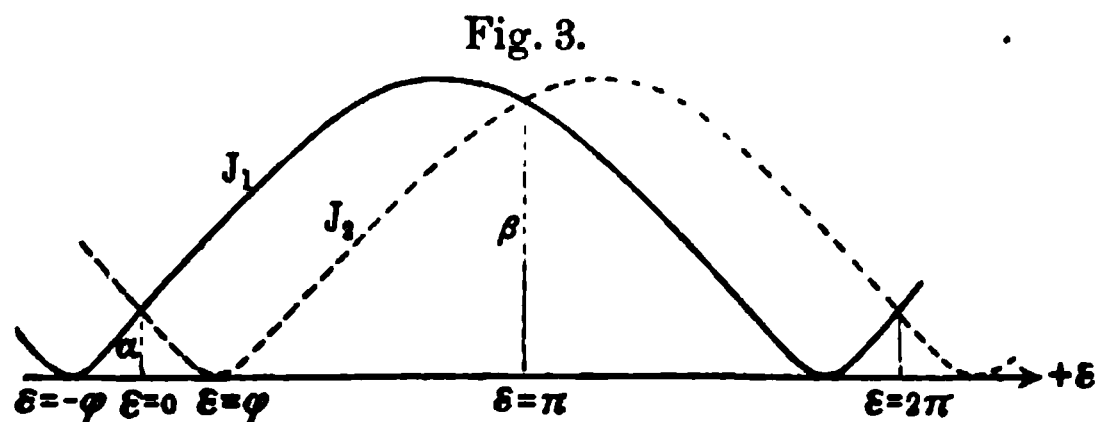
Schwingungskomponenten ein ganzzahliges Vielfaches einer halben Wellenlänge der benutzten Lichtart beträgt, während beim gewöhnlichen SOLEIL-BABINET'schen Kompensator das Gesichtsfeld bekanntlich dunkel ist, wenn die Schwingungskomponenten eine relative Verzögerung eines ganzzahligen Vielfachen einer ganzen Wellenlänge erhalten. Hieraus erklärt sich die Bemerkung über die Auswertung der Kompensatortrommel am Schlusse von § 1.

Die der Beziehung 3) entsprechenden Einstellungen auf gleiche Intensität der beiden Gesichtshälften wollen wir im folgenden kurz als „Nullstellungen“ bezeichnen.

Es folgt nun aus den Gleichungen 1) und 2), daß die sich aus $\varepsilon = \pm k\pi$ (k ganze Zahl) ergebenden Nullstellungen die Intensität

$$J_1 = J_2 = a^2(1 \mp \cos \varphi) \quad 4)$$

besitzen, wobei das obere bzw. untere Vorzeichen zu nehmen ist, je nachdem k eine gerade bzw. ungerade ganze Zahl ist. Man hat demnach zwei durch ihre Intensität verschiedene Systeme von



„Nullstellungen“ zu unterscheiden; der Abstand zweier aufeinanderfolgender „Nullstellungen“ ein und desselben Systems beträgt $\varepsilon = 2\pi$. Es wird von dem (das Vorzeichen von $\cos \varphi$ bestimmenden) Wert von φ abhängen, für welches der beiden Systeme die „Nullstellungen“ dunkler erscheinen, und zwar sind es die geradem bzw. ungeradem k entsprechenden, je nachdem φ im ersten, oder vierten, bzw. zweiten oder dritten Quadranten liegt. In Fig. 3 ist der Verlauf der Intensitäten J_1 und J_2 für ein im ersten Quadranten liegendes φ angegeben; die Ordinaten α bzw. β stellen die Intensitäten der „Nullstellungen“ für gerades bzw. ungerades k dar. Da nun das Auge für den Wechsel geringer Intensitäten empfindlicher ist, so wird man bei der Auswertung der Kompensatortrommel (sowie bei den sonstigen Messungen mit dem Instrument) zweckmäßig das System der „Nullstellungen“ geringerer

Intensität benutzen. Die Auswertung eines Trommelteils der Kompensatortrommel hat demnach derart zu erfolgen, daß zunächst auf eine „Nullstellung“ geringer Intensität eingestellt und dann die Kompensatortrommel so lange gedreht wird, bis die übernächste „Nullstellung“ erreicht ist. Die Zahl der Trommelumdrehungen zwischen diesen beiden Einstellungen entspricht jetzt einer ganzen Wellenlänge der benutzten Lichtart.

Bezüglich der sonstigen Handhabung des Instrumentes ist folgendes zu bemerken. Befindet sich das Instrument in einer „Nullstellung“, etwa $\varepsilon = 0$, und wird nun das aus dem Polarisator P austretende, linear polarisierte Licht vor dem Durchgang durch das Quarzplattensystem, durch irgend eine Anordnung, z. B. Reflexion, elliptisch polarisiert mit einer relativen Verzögerung ψ der parallel der x -Richtung schwingenden Komponente, so ergibt sich sehr einfach, daß man der SOLEIL-BABINETschen Plattenkombination die Verschiebung $\varepsilon = -\psi$ geben muß, um wieder in die ursprüngliche „Nullstellung“ zu gelangen. Der Gebrauch des Instrumentes bei der Untersuchung elliptisch polarisierten Lichtes ist also, wie bereits in § 1 bemerkt, derselbe wie beim gewöhnlichen SOLEIL-BABINETschen Kompensator.

§ 3. Empfindlichkeit. Werden mit dem Auge zwei nicht allzu kleine, gerade noch unterscheidbare Intensitäten J_1 und J_2 gleichzeitig verglichen, so ist für die Empfindlichkeit des Auges bekanntlich der Ausdruck

$$K = \frac{J_1 - J_2}{J_1 + J_2} \quad 5)$$

maßgebend ¹⁾. Jedes individuelle Auge besitzt einen ihm charakteristischen Wert von K , den wir mit K_0 bezeichnen wollen. K_0 ist von Auge zu Auge verschieden. Die Berechnung der Empfindlichkeit des Halbschattenkompensators bei gegebenem K_0 kommt darauf hinaus, zu ermitteln, welchen Wert φ man der Phasenverzögerung $\varphi \pm 2n\pi$ (n ganze Zahl) der „Halbschattenplatte“ geben muß, damit schon bei einer möglichst kleinen Drehung der Kompensatortrommel aus einer „Nullstellung“ ($J_1 = J_2$), d. h. schon bei möglichst kleinem ε , ein möglichst großer Bruchteil des gegebenen Wertes K_0 erzielt wird.

¹⁾ Vgl. z. B. W. Voigt, Magneto- und Elektrooptik 1908, S. 11.

Wird die Kompensatortrommel aus einer „Nullstellung“ $\varepsilon = \pm k\pi$ (k ganze Zahl) um den sehr kleinen Betrag $\delta\varepsilon$ gedreht, so ist der entstehende Wert δK gegeben durch

$$\delta K = \left. \frac{\delta K}{\delta \varepsilon} \right|_{\varepsilon = \pm k\pi} \delta \varepsilon.$$

Berechnet man diesen Wert aus den Gleichungen 1), 2) und 5), so ergibt sich:

$$\delta K = \cotg \left(\frac{\varphi}{2} \pm \frac{k\pi}{2} \right) \delta \varepsilon.$$

Bei einem bestimmten kleinen $\delta\varepsilon$ (d. h. bei einer kleinen Drehung der Kompensatortrommel aus einer „Nullstellung“ heraus) wird also der absolute Betrag des entstehenden δK dem gewünschten Werte K_0 um so näher kommen, je näher φ bei $\pm k\pi$ liegt. Um daher die Halbschattenplatte für Licht bestimmter Farbe möglichst empfindlich zu machen, müßte die Phasenverzögerung $\varphi \pm 2n\pi$ (n ganze Zahl) für diese Farbe so gewählt werden, daß φ möglichst nahe bei 0 oder π liegt. Entsprechend diesen zwei Möglichkeiten gibt es gemäß dem auf S. 205 Gesagten zwei Systeme von „Nullstellungen“, von welchen das mit geringerer Intensität für die Beobachtung günstiger ist. Je nachdem φ nahe bei 0 bzw. π gewählt worden ist, sind also diejenigen „Nullstellungen“ zu verwenden, welche einem geraden bzw. ungeraden k in der Gleichung $\varepsilon = \pm k\pi$ entsprechen. In beiden Fällen werden aber bei kleinem $\delta\varepsilon$, d. h. bei geringer Drehung der Kompensatortrommel aus der günstigen „Nullstellung“, die Intensitäten J_1 und J_2 ebenfalls klein, und zwar um so kleiner, je näher φ bei 0 bzw. π liegt. Beim Vergleich sehr kleiner Intensitäten wird aber das Auge wieder unempfindlich; diese untere Schwelle der Empfindlichkeit ist ebenfalls für jedes individuelle Auge verschieden. Es wird daher für jeden Beobachter ein besonderer, von der Intensität der benutzten Lichtquelle abhängender (und in mäßiger Entfernung von 0 bzw. π liegender) Wert φ existieren, für welchen das Auge des Beobachters bei dem günstigen System der „Nullstellungen“ am empfindlichsten ist.

Wir wollen nun annehmen, daß ein Beobachter für eine monochromatische Lichtquelle bestimmter Intensität eine sehr empfindliche „Halbschattenplatte“ besitzt, deren Phasenverzögerung für die Frequenz der benutzten Lichtart $\varphi \pm 2n\pi$ (n ganze Zahl)

sein möge. Für andere Frequenzen wird die Quarzplatte auch andere Verzögerungen besitzen; letztere werden für um so mehr Frequenzen angenähert gleich groß sein, je kleiner n , d. h. je dünner die Platte ist. Nun ändert sich aber, wie wir gesehen haben, die Empfindlichkeit der „Halbschattenplatte“ mit ihrer Phasenverzögerung; die Platte wird daher bei demselben Beobachter, gleiche Intensität der Lichtquelle vorausgesetzt, für um so mehr Frequenzen angenähert dieselbe Empfindlichkeit besitzen und für um so weniger Frequenzen unbrauchbar sein, je kleiner n , d. h. die Plattendicke ist.

Um nun für jeden individuellen Beobachter bei beliebiger Intensität und Farbe der benutzten Lichtquelle den empfindlichsten

Fig. 4

Wert von φ erhalten zu können, ist es vorteilhaft, der „Halbschattenplatte“ nach Art der SOLEIL-BABINETschen Plattenkombination eine veränderliche Phasenverzögerung zu geben, wie Fig. 4 zeigt, bei welcher H die feststehende Platte, K_1 den festen und K_2 den parallel der Pfeilrichtung (d. h. parallel der Trennungslinie t der „Halbschattenplatte“) beweglichen Keil, ferner Schraffur und Punktierung wieder die Lage der Achsen darstellt.

§ 4. Genauigkeit der Einstellung. Um eine Vorstellung von der Genauigkeit der Einstellung zu bekommen, die mit dem abgeänderten Instrument erzielt werden kann, sind im folgenden einige mit demselben ausgeführte Messungen angegeben. Die Beobachtungen erfolgten mit Natriumlicht.

Die Beobachtungen der Tabelle I wurden mit dem SOLEIL-BABINETschen Kompensator ausgeführt, bevor die „Halbschattenplatte“ angebracht worden war. α_1 und α_2 sind die Trommelablesungen zwischen zwei aufeinanderfolgenden „Einstellungen auf dunkel“; $\alpha_2 - \alpha_1$ gibt also die Zahl der Trommelumdrehungen¹⁾, welche einer Phasenverzögerung von einer Wellenlänge für Natriumlicht entspricht.

Tabelle II enthält Ablesungen, die mit dem abgeänderten Instrument ausgeführt worden sind, wobei die Verzögerung der

¹⁾ Die Trommel war in 100 Teile geteilt; die ganzen Trommelumdrehungen konnten an einem Zahnrad abgelesen werden.

„Halbschattenplatte“ für Natriumlicht $\varphi = 0,592 \pi$ betrug. α_1 und α_2 sind die Trommeleinstellungen für zwei um $\varepsilon = 2 \pi$ auseinanderliegende „Nullstellungen“; $\alpha_2 - \alpha_1$ hat demnach dieselbe Bedeutung wie in Tabelle I.

$p = \frac{1}{\alpha_2 - \alpha_1}$ bedeutet somit den Wert eines Trommelteiles, ausgedrückt in Wellenlängen Natriumlicht.

Tabelle I.			Tabelle II.		
	α_1	α_2		α_1	α_2
	56,5	2100,5		54,3	2108,2
	45,5	2110,3		53,3	2109,5
	54,0	2108,7		53,8	2108,2
	45,6	2103,5		53,7	2109,3
	53,5	2098,5		54,3	2108,0
	57,5	2101,5		54,5	2109,7
	48,6	2105,5		53,0	2108,3
	52,5	2097,0		53,7	2108,0
	50,2	2112,5		53,2	2108,1
	50,5	2104,5		54,4	2108,2
Mittel	51,44	2104,25	Mittel	53,82	2108,55
Mittlerer Fehler des Mittels . .	$\pm 1,2$	$\pm 1,6$	Mittlerer Fehler des Mittels . .	$\pm 0,2$	$\pm 0,15$
$\alpha_2 - \alpha_1 = 2052,8 \pm 2,8$			$\alpha_2 - \alpha_1 = 2054,7 \pm 0,8$		
$p = 4,871 (\pm 0,007) 10^{-4} \lambda_D$			$p = 4,8669 (\pm 0,0007) 10^{-4} \lambda_D$		

Während der mittlere Fehler einer einzelnen Einstellung beim gewöhnlichen SOLEIL-BABINETschen Kompensator $\pm 4,6$ Trommelteile betrug, belief er sich beim abgeänderten Instrument nur auf $\pm 0,5$ Trommelteile.

Anmerkung bei der Korrektur. Fabrikation und Alleinverkaufsrecht des Kompensators mit verstellbarer Halbschattenplatte ist den mechanischen und optischen Werkstätten Franz Schmidt & Haensch in Berlin übertragen worden.

Dresden, Physik. Inst. der Techn. Hochschule, 24. Febr. 1913.

***Zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeiten
in dichten Medien;***

von H. J. van der Bijl.

(Eingegangen am 16. März 1913.)

§ 1. Für die gesonderte Bestimmung der Beweglichkeiten der positiven und negativen Strahlungsionen in Flüssigkeiten kam bis jetzt nur die von JAFFÉ¹⁾ modifizierte LANGEVINsche Methode²⁾ zur Verwendung. Die anderen zur Bestimmung der Beweglichkeiten der Gasionen ausgebildeten Methoden lassen sich infolge der Langsamkeit der Flüssigkeitsionen nicht ohne Schwierigkeiten auf flüssige Dielektrika übertragen.

Im folgenden wird eine Methode beschrieben werden, die eine verhältnismäßig einfache Bestimmung der Beweglichkeiten langsamer Ionen gestattet und sich eventuell auf Gase anwenden läßt.

Das Prinzip der Methode beruht darauf, daß bei passender Dimensionierung der Apparate sich die Ionenverteilung zwischen den Platten des Kondensators, in welchem sich die zu untersuchende Substanz befindet, verfolgen läßt. Wird nämlich nach einer bestimmten passend gewählten Zeit nach Entfernung der ionisierenden Strahlen ein hohes Feld zwischen den Platten hergestellt und erst nach einer kurzen variablen Zeit τ nach dem Anlegen dieses Feldes die mit dem Elektrometer verbundene Platte von Erde getrennt, so gelangt nur ein Bruchteil der vorhandenen Ionen zur Messung. Die auf diese Weise erzielten Aufladungen als Funktion von τ ergeben die Ionenverteilung zwischen den Platten. Wird das Feld so groß gewählt, daß die Ionen ohne merklichen Verlust durch Wiedervereinigung an die Platten getrieben werden und τ sich bequem messen läßt, so kann die durch Diffusion bedingte Ionenverteilung in der Nähe der Platten bestimmt werden³⁾. Andererseits eignet sich diese Verteilungskurve zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeiten. Der Schnitt

¹⁾ G. JAFFÉ, Ann. d. Phys. (4) 32, 149, 1910.

²⁾ P. LANGEVIN, Ann. chim. phys. (7) 28, 289, 1903.

³⁾ Vgl. H. J. VAN DER BIJL, Ann. d. Phys. (4) 39, 183, 1912.

dieser Kurve mit der Zeitachse stellt nämlich die Zeit τ_0 dar, die das Feld braucht, um die Ionen über die ganze dem Plattenabstand gleiche Entfernung zu treiben. Bedeutet P das Potentialgefälle und d den Plattenabstand, so ergibt sich die Ionenbeweglichkeit aus

$$u = \frac{d}{\tau_0 P}, \quad 1)$$

wobei u die Beweglichkeit der positiven oder negativen Ionen bedeutet, je nachdem das Feld positiv oder negativ ist.

§ 2. Es sei nun ein Versuch mitgeteilt, der an Hexan angestellt wurde, um zu prüfen, inwieweit sich die Methode experimentell ausführen läßt. Das durch mehrfache Destillation und mittels eines elektrischen Feldes gereinigte Hexan befand sich in einem Messingkondensator, dessen eine Platte durch Mikrometerschrauben verstellt werden konnte. Diese Platte war durch einen Kontakt eines HELMHOLTZschen Pendelunterbrechers EDELMANNscher Konstruktion mit einer Hochspannungsbatterie verbunden. Die andere mit Schutzring versehene Platte war durch Bernsteinisolation fest an den Deckel des Kondensators angebracht und wurde durch einen Kontaktstift des Pendelunterbrechers mit einem Quadrantenpaar eines Dolezalek-Elektrometers verbunden. Die Kontakte wurden nun so eingestellt, daß während der Bestrahlung beide Platten an Erde lagen. In einem bestimmten Zeitpunkt nach Entfernung des Radiums konnte das Pendel die Hochspannung an die eine Platte legen und nach einer bestimmten kurzen, mittels des Pendels gemessenen Zeit τ die mit dem Elektrometer verbundene Platte von Erde trennen. Die erzielten Aufladungen als Funktion von τ wurden auf die bekannte Weise mit einem CURIESchen Piezoquarzapparat kompensiert. Die angelegten Spannungen wurden mit einem geeichten Aluminiumblattelektroskop gemessen.

Es mögen nun zwei Versuchsreihen für positive und negative Ionen in Hexan vollständig mitgeteilt werden. Bei ihnen betrug der Plattenabstand 1,0 mm.

Die Aufladungen sind in Gramm gegeben; um sie auf elektrostatische Einheiten zu beziehen, müssen sie mit $6,144 \cdot 10^{-3}$, der Konstanten des Piezoquarzapparates, multipliziert werden. Die Konstante des Pendels betrug $2,0 \cdot 10^{-6}$ Sek. für eine Kontaktverschiebung von $\frac{1}{200}$ mm. Eine solche Verschiebung konnte

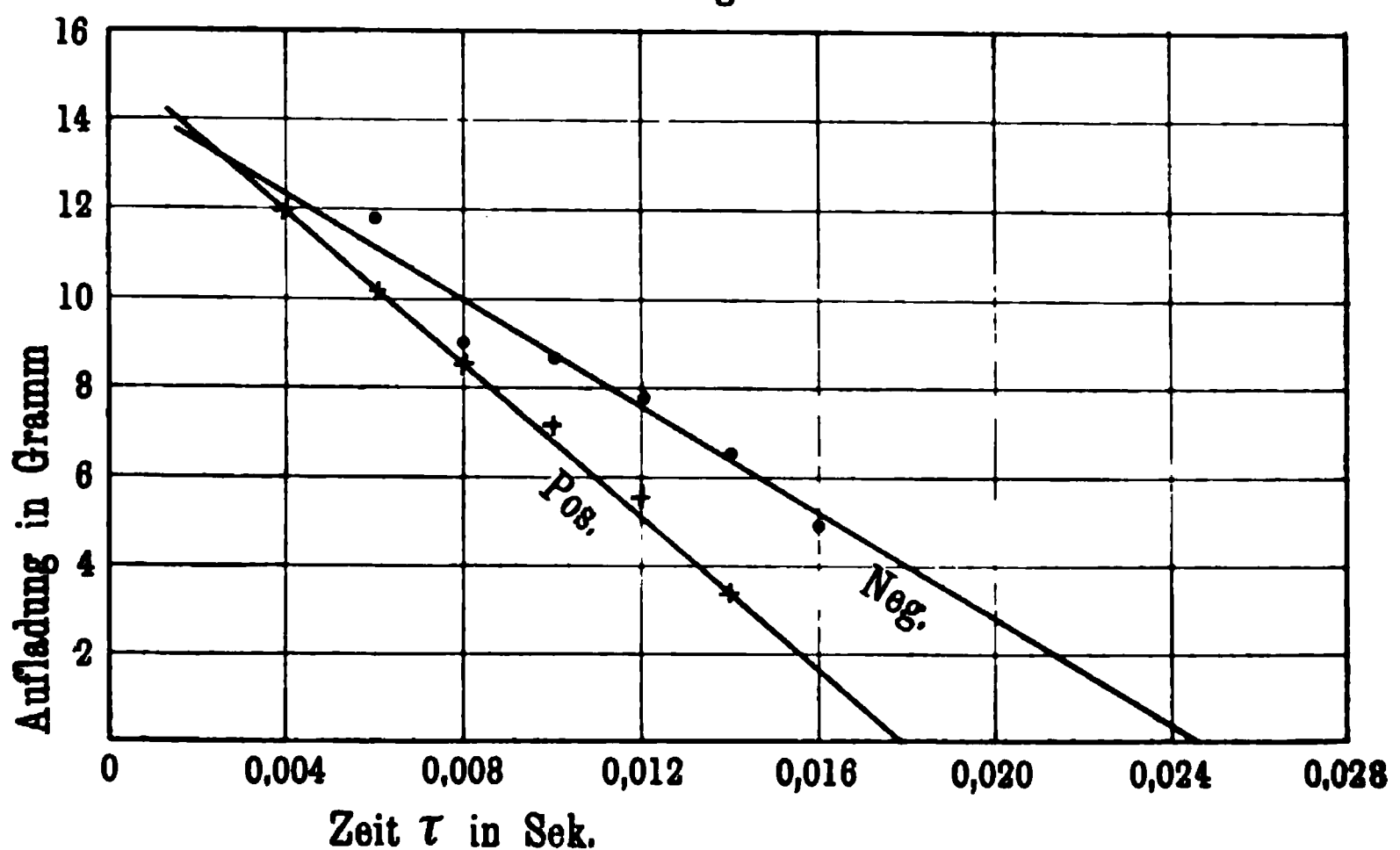
genau an der Trommel abgelesen werden. Die Unterschiede zwischen den in der Tabelle angegebenen Werten von τ betrugen also immer noch mehr als das 1000fache der genannten Verschiebung von $\frac{1}{200}$ mm.

Tabelle I.

Feldstärke in Volt/cm	τ in Sekunden	Aufladung in Gramm	Feldstärke in Volt/cm	τ in Sekunden	Aufladung in Gramm
+ 9925	0,004	11,92	- 10040	0,006	11,80
	0,006	10,17		0,010	8,60
	0,008	8,50		0,012	7,78
	0,010	7,16		0,014	6,50
	0,012	5,60		0,016	4,93
	0,014	3,36			

Die Versuchsergebnisse sind in Fig. 1 graphisch dargestellt. Aus der Figur ist ersichtlich, daß die Kurven in diesem Falle

Fig. 1.



gerade Linien sind. Bei den hier bestehenden Verhältnissen ist das zu erwarten. Das Feld ist nämlich so hoch, daß der Verlust an Ionen durch Wiedervereinigung während der Felddauer (in diesem Falle $< 2,4 \cdot 10^{-2}$ Sek.) verschwindend klein ist und daher die Kurven nicht deformieren kann. Infolge der Diffusion der Ionen nach den Wänden müßten die Kurven an beiden Enden von den Geraden abweichen. Da die Kurven nicht bis zum

Schnittpunkt mit der Zeitachse aufgenommen wurden, wird eine geradlinige Extrapolation die Zeit etwas zu klein ausfallen lassen. Aus früheren vom Verfasser angestellten Diffusionsversuchen ergibt sich jedoch, daß die Schichten, in welchen die Ionenkonzentration durch Diffusion verringert wird, höchstens 0,1 mm von der Platte entfernt sind. Das würde einen Fehler von etwa 2 Proz. in der Beweglichkeit μ bewirken. Nimmt man eine theoretische Extrapolation vor, so läßt sich der fragliche Schnittpunkt noch genauer bestimmen.

Aus diesen Versuchen findet man $5,70 \cdot 10^{-4}$ bzw. $4,07 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$ als Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen in Hexan. Die Versuche von JAFFÉ¹⁾ ergaben als Mittelwerte $6,03 \cdot 10^{-4}$ und $4,17 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$. Die Übereinstimmung ist also befriedigend. Die nach beiden Methoden sich ergebenden Werte stimmen innerhalb 2 Proz. überein, wenn man den einen aus der Reihe fallenden Wert des Versuches 3 in der von JAFFÉ angegebenen Tabelle III wegläßt. Wie von JAFFÉ betont wird, ist diesem Wert nicht dieselbe Zuverlässigkeit zuzuschreiben wie den anderen.

§ 3. Bei diesen Versuchen wurden Plattenabstand und Feld so gewählt, daß alle Werte von τ innerhalb des Bereiches des Pendels liegen. Bei der Untersuchung langsamerer Ionen ist das jedoch unzuweckmäßig, da sonst die angelegte Spannung zu hoch oder der Plattenabstand zu klein genommen werden muß. Eine zu hohe Spannung bewirkt Unregelmäßigkeiten in den Elektrometerausschlägen. Andererseits würde durch einen zu kleinen Plattenabstand das Ionisationsvolumen so klein werden, daß sich die Aufladungen nicht mehr bequem messen ließen. Durch beide Änderungen wird das Feld vergrößert. Nun ist es vorgekommen, daß die Flüssigkeit — wenn sie nicht aufs peinlichste gereinigt ist — nach Anlegen eines zu hohen Feldes plötzlich eine Zunahme der Leitfähigkeit aufweist. Diese Erscheinung ist auch schon von JAFFÉ²⁾ beobachtet worden, der sie der Wirkung von Durchschlagskanälen besserer Leitfähigkeit zuschrieb.

¹⁾ G. JAFFÉ, Ann. d. Phys. (4) 32, 160, 1910.

²⁾ G. JAFFÉ, l. c., S. 162.

Um nun diese Übelstände zu beseitigen, wählt man Spannung und Plattenabstand am besten so, daß die Zeit τ_0 , die den Schnittpunkt mit der Zeitachse bestimmt, etwa 1 oder 2 Sekunden beträgt und mißt dann die Zeitintervalle mit einem Chronographen. Derartige Versuche, die mit Tetrachlorkohlenstoff ausgeführt wurden, werden weiter unten beschrieben werden. Zunächst soll der Einfluß der Wiedervereinigung während der Felddauer auf die Form der Kurve diskutiert werden.

§ 4. Es ist ersichtlich, daß die Wiedervereinigung während einer Zeit von 1 oder 2 Sekunden sich bemerkbar macht. Dieser Einfluß ist jedoch nicht von prinzipieller Bedeutung, da er, wie eine einfache Überlegung zeigt, nur in dem Sinne wirkt, daß die Kurve gegen die Zeitachse konvex erscheint. In der Tat wirkt ein solcher Einfluß zugunsten der Methode, weil dadurch die Neigung der Kurve in der Nähe des Schnittpunktes mit der Zeitachse weniger von der durch die Diffusion hervorgerufenen Neigung abweicht. Infolge der Diffusion ist nämlich die Ionenkonzentration in der Nähe der Platte geringer als in der Mitte des Feldes. Braucht nun das Feld eine merkliche Zeit, um die Ionen aus dem Ionisationsvolumen zu schaffen, so gehen in dieser Zeit in dem Diffusionsgebiet weniger Ionen durch Wiedervereinigung verloren, als in dem der Diffusionsschicht angrenzenden Gebiet, da die Wiedervereinigung nach der Formel $\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2$ vor sich geht.

Es ist also zu erwarten, daß die Konzentrationen in den genannten Gebieten in dem Moment, in welchem die sich in diesen Gebieten befindlichen Ionen gerade noch von der isolierten Platte aufgefangen werden, nicht sehr verschieden sind.

Um nun die Aufladungen als Funktion der Zeit τ unter Berücksichtigung der Wiedervereinigung während der Felddauer darzustellen, verfahren wir folgendermaßen ¹⁾.

Bekanntlich ändert sich die Ionenkonzentration durch Wiedervereinigung nach dem Gesetz:

$$\frac{dn}{d\tau} = -\alpha n^2, \quad 2)$$

¹⁾ Die Diffusion ist bei dieser Dimensionierung der Apparate von geringem Einfluß. Nach der obigen Auseinandersetzung wird sie in der Nähe des Schnittpunktes kaum noch einen Einfluß auf die Form der Kurve haben. Ich habe sie deswegen bei der folgenden Betrachtung nicht berücksichtigt.

wobei n die Anzahl Ionen pro 1 ccm ist und α der Wiedervereinigungskoeffizient.

Bedeutet n_0 die Konzentration zur Zeit $\tau = 0$, so ergibt sich n als Funktion von τ :

$$n = \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 \tau} = \varphi(\tau) \quad 3)$$

Das Integral

$$N' = u P \int \varphi(\tau) d\tau$$

gibt die Anzahl Ionen, die zur Erde abfließen, bevor die Auffangelektrode isoliert wird. Die zur Zeit τ aufgefangene Menge ergibt sich aus

$$N = u P \int_0^{\tau_0} \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 \tau} d\tau - u P \int_0^{\tau} \frac{n_0}{1 + \alpha n_0 \tau} d\tau,$$

oder integriert:

$$N = \log \frac{1 + \alpha n_0 \tau_0}{1 + \alpha n_0 \tau}. \quad 4)$$

Diese Gleichung gibt eine Kurve, die gegen die Zeitachse konvex geneigt ist.

§ 5. Es wurden nun Versuche an Tetrachlorkohlenstoff ausgeführt, bei denen Spannung und Plattenabstand so gewählt wurden, daß das Feld etwa 1 Sekunde brauchte, um die Ionen aus dem Ionisationsraum zu schaffen. Die Versuchsanordnung wird aus Fig. 2 ersichtlich. $P_1 P_2$ stellen die Platten des Kondensators dar. Sie waren auf die in der Figur angedeutete Weise mit den Kontakten $K_1 K_2$ des Pendelunterbrechers verbunden. Zwei Kontakte K_1 wurden so eingestellt, daß sie gleichzeitig geschlossen werden konnten. Von den beiden Kontakten K_2 wurde dagegen der eine in demselben Moment gelöst, in dem der andere geschlossen wurde. Bei diesen Versuchen wurden die Kontakte nicht mit dem Pendel, sondern mit der Hand betätigt. Die zwischen Betätigung der Kontakte K_1 und K_2 verflossene Zeit konnte mittels eines Chronographen gemessen werden. Dieser besaß zwei elektromagnetisch betätigte Stifte, von denen der eine die Sekundenschläge einer elektrisch betriebenen Normaluhr notierte. Um die Betätigung der Kontakte K_1 sowohl als K_2 mit dem anderen Stift des Chronographen zu notieren, wurde ein Schleifkontakt K angebracht.

Der Gang der Versuche war nun folgender. Nachdem die zu untersuchende Substanz so lange bestrahlt worden war, bis sich der stationäre Zustand hatte ausbilden können, wurde das

Fig. 2.

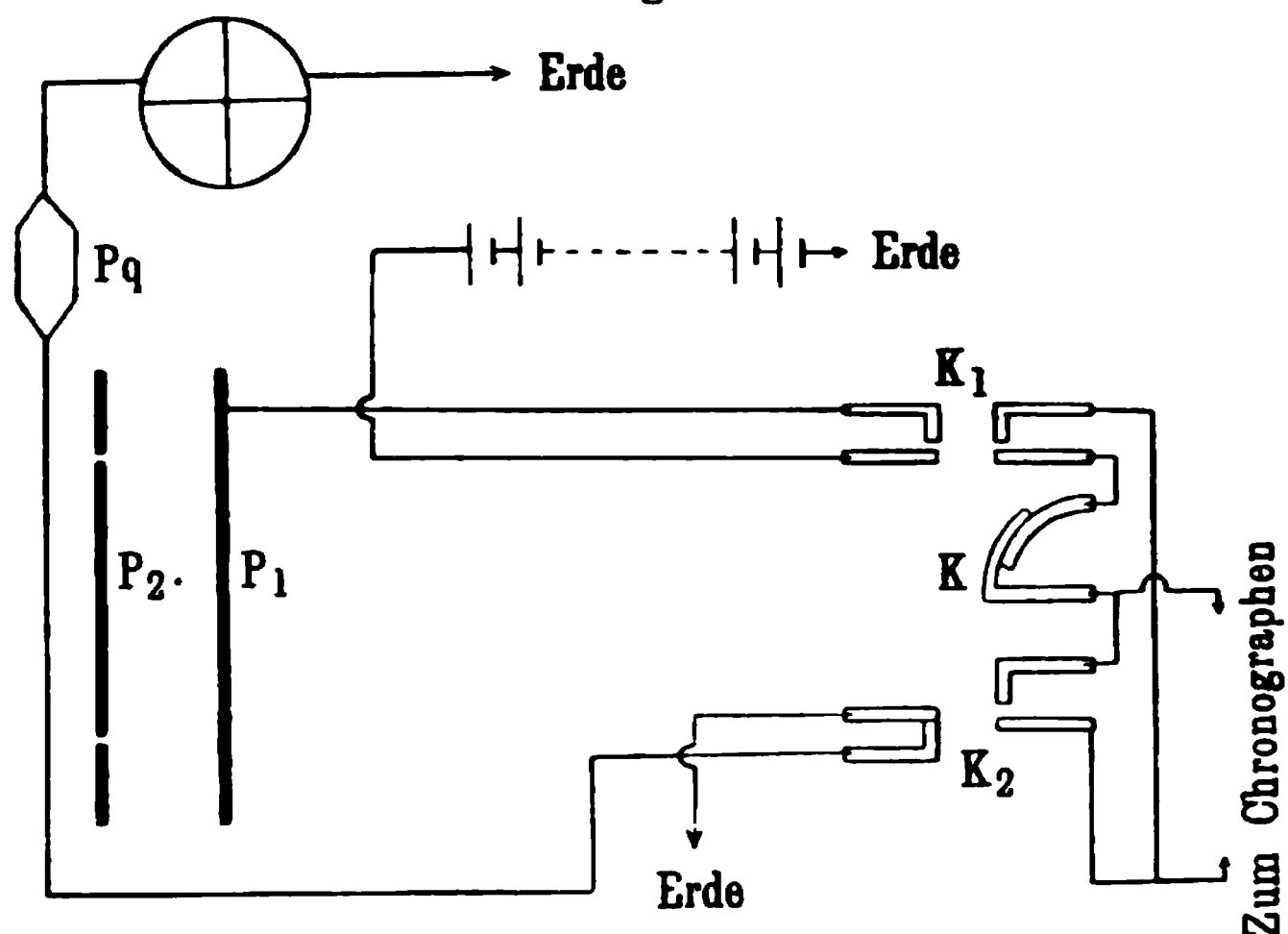
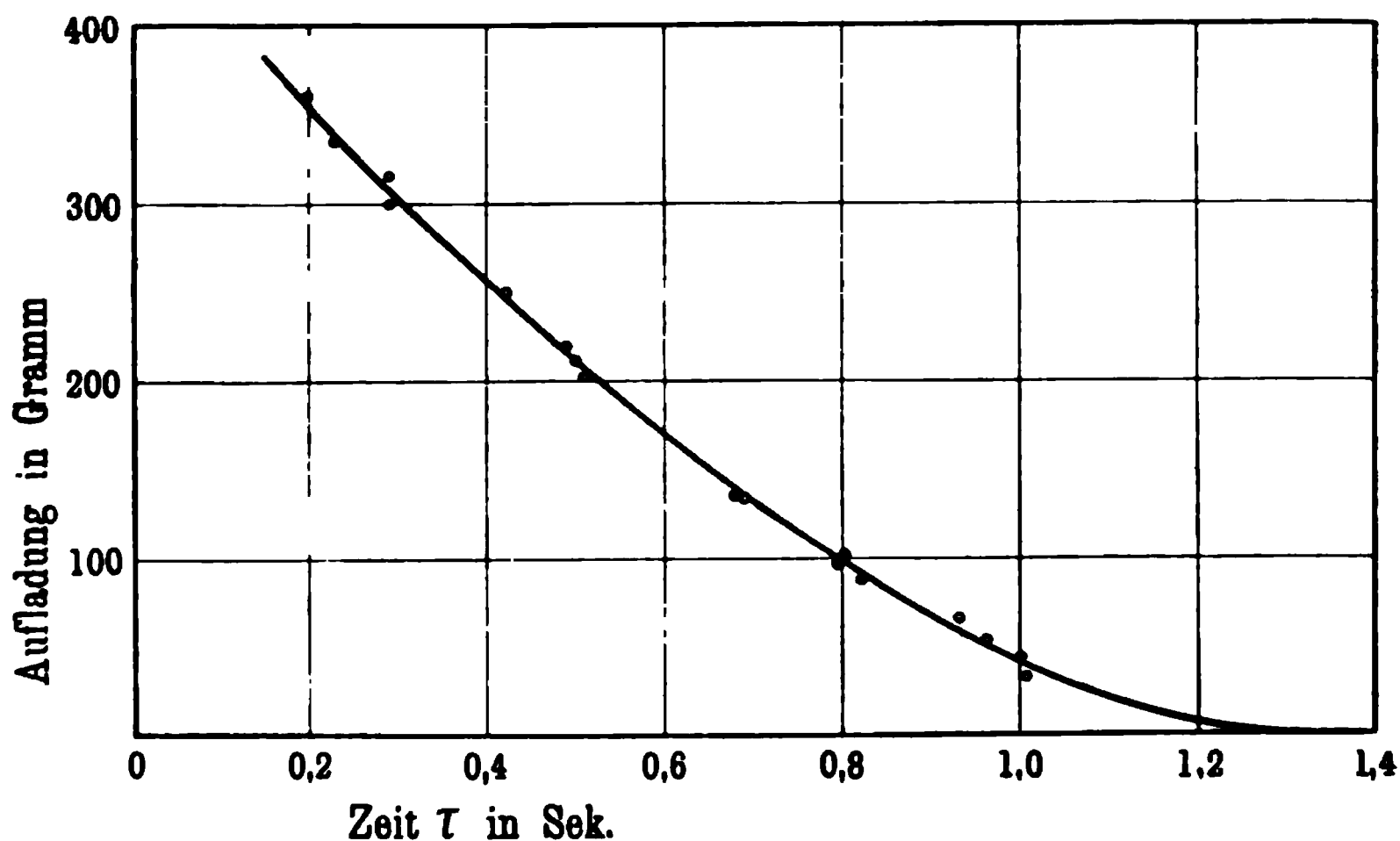


Fig. 3.



Radium, welches mittels eines Elektromagneten vor dem Kondensator gehalten wurde, durch schnelles Unterbrechen eines Tasters entfernt. Nach einer bestimmten Zeit (4 Sek.), die während der

ganzen Versuchsreihe konstant gehalten wurde, wurden die Kontakte betätigt¹⁾. Schließen der Kontakte K_1 legte eine hohe Spannung an die Platte P_1 und betätigte gleichzeitig den Stift des Chronographen. Der Schleifkontakt hielt den Kreis so lange geschlossen, daß der Stift die Operation notieren konnte. Durch Lösen dieses Kontaktes wurde der Kreis zum Notieren der zweiten Operation, welche die Auffangeplatte P_2 von Erde trennen sollte, fertiggestellt.

In Tabelle II sind die Ergebnisse einer Versuchsreihe, die für positive Ionen in Tetrachlorkohlenstoff angestellt wurde, mitgeteilt.

Tabelle II.

	in Sekunden	Aufladung in Gramm
Feldstärke = 1600 Volt/cm Plattenabstand 0,5 cm Resultierende Beweg- lichkeit $u = 2,44$ $\cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$	0,20	360
	0,23	335
	0,29	316
	0,29	300
	0,42	250
	0,49	218
	0,50	211
	0,51	203
	0,68	136
	0,69	134
	0,80	96
	0,80	100
	0,82	89
	0,93	67
	0,96	59
	1,01	44
	1,02	33

Die hier mitgeteilten Werte sind in Fig. 3 graphisch dargestellt. Wie ersichtlich, ist die Kurve, wie von der Theorie verlangt, gegen die τ -Achse konvex geneigt.

Als Beweglichkeiten der positiven und negativen Ionen in Tetrachlorkohlenstoff ergibt sich $2,44 \cdot 10^{-4}$ bzw. $2,42 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$.

¹⁾ Es ist nicht zweckmäßig, die Operation in dem Moment auszuführen, in welchem die Strahlungsquelle entfernt wird. Ein solches Verfahren verursacht erhebliche Ungenauigkeiten. Vgl. H. J. VAN DER BIJL, Diss., Leipzig, S. 42.

In Anbetracht des Umstandes, daß diese Messungen hauptsächlich unternommen wurden, um zu prüfen, inwieweit diese Methode sich experimentell realisieren läßt, sind die oben angegebenen Werte in befriedigender Übereinstimmung mit dem früher vom Verfasser berechneten Wert $2,28 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} / \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$.

Die Messungen zu dieser Arbeit wurden im Physikalischen Institut der Universität Leipzig ausgeführt.

Dresden, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule, im März 1913.

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

15. April 1913.

Nr. 7.

*Über den Skineffekt
von Flachspulen und kurzen Zylinderspulen
bei schnellen elektrischen Schwingungen;
von R. Lindemann u. W. Hüter.*

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 14. März 1913.)

(Vgl. oben S. 171.)

Die Versuche, deren Ergebnisse im folgenden mitgeteilt werden sollen, bilden eine Fortsetzung der Messungen, über welche der eine von uns früher in diesen Verhandlungen berichtet hat¹⁾. Durch diese Messungen war insbesondere der Beweis erbracht, daß die in der Technik vielfach benutzten Litzen aus vielen verdrehten isolierten Einzeldrähten den gewünschten Zweck, die bei massiven Leitern durch Skineffekt bedingte Widerstandszunahme auch bei schnellen Schwingungen zu vermeiden, nicht immer erfüllen, unter Umständen sogar einen größeren Widerstand besitzen als massive Leiter von gleichem Kupferquerschnitt. Die Erscheinungen ließen sich im Anschluß an eine Berechnung M. WIENS auch theoretisch befriedigend deuten und verfolgen. Eine etwas genauere Theorie gab später H. G. MÖLLER²⁾, während HERRMANN³⁾

¹⁾ R. LINDEMANN, Verh. d. D. Phys. Ges. 11, 682, 1909.

²⁾ H. G. MÖLLER, Ann. d. Phys. (4) 36, 738, 1911.

³⁾ KARL HERRMANN, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 978, 1911.

die durch Dämpfungsmessungen erhaltenen Resultate mittels einer kalorimetrischen Methode bestätigt hat.

Diese Versuche sind jetzt auf Spulen aus Kupferbändern, auf deren Vorzüge bereits vor längerer Zeit wohl zuerst von M. WIEN ¹⁾ hingewiesen wurde, ausgedehnt. Die folgenden Messungen bestätigen die Erwartungen durchaus, daß die Bänder einen geringeren Skineffekt zeigen als runde Drähte von gleichem Querschnitt. Ferner wurden auch die jetzt in der Technik der drahtlosen Telegraphie so vielfach benutzten Flachspulen untersucht. Hier zeigte sich deutlich, daß diese Spulen bezüglich des Widerstandes bei schnellen Schwingungen den Zylinderspulen gegenüber im Nachteil sind. Bei beiden Versuchsreihen liefen Messungen an entsprechenden Spulen gleicher Selbstinduktion aus Massivdraht, Band und technischen Litzen von gleichem Kupferquerschnitt einander parallel zur Ermöglichung des wichtigen Vergleichs der verschiedenen Leiter.

Die bisher genannten Versuche sind im folgenden nur kurz je an einer Versuchsreihe erörtert, während eine ausführlichere Veröffentlichung des Beobachtungsmaterials an anderer Stelle erfolgen soll. Etwas eingehender werden die beobachteten, sehr auffälligen Unterschiede im Verhalten kurzer und langer Spulen besprochen. Sie sind gedeutet als der Einfluß des von außen in den stromlos werdenden Leiter nachrückenden Feldes, welches bei kurzen Spulen merkliche Intensität besitzt. Eine einfache Formel, die bei kurzen Zylinderspulen aus rundem Draht in einem weiten Wellenlängenbereich den Widerstand mit einiger Genauigkeit zu berechnen gestattet, ist im letzten Abschnitt diskutiert.

Folgende Bezeichnungen sind in der Arbeit benutzt worden:

- λ = Wellenlänge.
 - w_0 = Widerstand, mit Gleichstrom gemessen.
 - W = Widerstand bei schnellen Schwingungen.
 - L_0 = Koeffizient der Selbstinduktion bei niederen Frequenzen.
 - r = Spulenradius.
 - l = Spulenlänge.
 - m = Zahl der Windungen.
 - ϱ = Drahtradius.
 - a = Dicke
 - b = Breite
 - z = Zahl der Einzeldrähte bei Litzen.
- } eines Bandes.

¹⁾ M. WIEN, Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1, 469, 1907.

Die Meßmethode war wesentlich die gleiche wie bei den genannten früheren Untersuchungen des einen von uns. Die Spulen wurden mit verlustfreien Luftkondensatoren zu Schwingungskreisen vereinigt und die Widerstände dieser Kreise gemessen. Bei längeren Wellen bis herab zu etwa 700 m Wellenlänge diente der früher benutzte Lichtbogengenerator zur Erzeugung ungedämpfter Schwingungen. Bei kürzeren Wellen wurden gedämpfte Funkenschwingungen benutzt. Da sich die Messungen bis zu erheblich kürzeren Wellen erstreckten als die früheren, so machte sich auch bei einlagigen Spulen die Kapazität der Spulen einschließlich der Zuleitungen in erhöhtem Maße bemerkbar¹⁾. Dieselbe legt sich, falls der bei der Messung benutzte Widerstand unmittelbar an den Klemmen des Kondensators eingeschaltet wird, parallel zu dem Kondensator mit vorgeschaltetem Widerstand. Statt des mit Gleichstrom gemessenen Wertes w jenes Widerstandes ist in diesem Falle der wirksame Widerstand w' der Verzweigung $\gamma \parallel w, c$ (γ = Spulenkapazität, c = Kapazität des Kondensators)

$$w' = \frac{w}{(1 + \gamma/c)^2}$$

bei der Messung des Spulenwiderstandes einzusetzen. Die Spulenkapazitäten, die sich in der bekannten Weise aus den Eigenwellenlängen der Spulen ermitteln ließen, lagen zwischen 10 und $20 \cdot 10^{-12}$ F. Dementsprechend erreichte bei den später zu besprechenden Messungen der Korrektionsfaktor $(1 + \gamma/c)^2$ bei 100 m Wellenlänge Werte bis zu etwa 2. Bei etwa 400 m Wellenlänge betrug die Korrektion 3 bis 4 Proz. Ohne Zweifel ist es bei den vorliegenden Messungen noch nicht gelungen, die Spulenkapazität bei den kürzesten Wellen so weit eindeutig, d. h. unabhängig von der Umgebung zu machen und zu messen, als es zur genaueren Ermittlung des obigen Korrektionsfaktors wünschenswert gewesen wäre. Die bei diesen Wellenlängen ermittelten Widerstandswerte sind zwar im folgenden angegeben, sie beanspruchen jedoch nicht die Genauigkeit der bei längeren Wellen gemessenen Werte. Letztere kann im vorliegenden Falle auf 2 bis 3 Proz. geschätzt werden.

¹⁾ R. LINDEMANN, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 572, 1910.

Kurze Zylinderspulen.

Die untersuchten Spulen mit einer Lage dicht nebeneinander liegender Windungen waren auf Glaszylinder gewickelt. Einander entsprechende Spulen aus rundem Draht, Band und Litze besaßen den gleichen Durchmesser und angenähert gleiche Selbstinduktion bei angenähert gleichem Kupferquerschnitt des Leiters; ihre Länge und Windungszahl war verschieden. Der Vergleich von Spulen mit dicht nebeneinander liegenden Windungen dürfte für die praktischen Anwendungen in vielen Fällen näher liegen als der physikalisch interessantere Vergleich von Spulen gleicher Ganghöhe. Auf diesen wird unten kurz eingegangen. Die Bänder lagen mit ihrer Breitseite auf den Glaszylindern.

Die Litzen bestanden sämtlich aus 0,07 mm dicken emaillierten Einzeldrähten und entsprachen einigen in der Technik üblichen Typen. Von den früher wesentlich untersuchten „ideal verdrehten“ Litzen unterscheiden sie sich vor allem dadurch, daß mit Rücksicht auf die bequemere Herstellung bei der Verdrehung nicht so weitgehend die Gleichwertigkeit der Einzeldrähte bezüglich ihrer Selbstinduktion und ihres Widerstandes angestrebt war, welche für eine gleichmäßige Verteilung des Stromes auf die Einzeldrähte durchaus notwendig ist. So bestanden die Elementarlitzen, aus denen sich bei weiterer Verdrehung die fertige Litze aufbaut, bereits aus 19 einfach verdrehten Einzeldrähten; es kann daher fraglich erscheinen, ob diese 19 Drähte einander völlig gleichwertig sind. Ferner war bei einigen Litzen eine ganz im Inneren verlaufende Mittelader vorhanden, um welche die übrigen Elementarlitzen gewickelt waren. Bei einer gerade ausgespannten Litze dieser Art wird bei höheren Frequenzen die Mittelader stromlos. Auch bei der zu einer Spule gewickelten Litze findet eine teilweise Ausschaltung der Einzeldrähte statt, wie bereits in der genannten Arbeit an einem Beispiel gezeigt wurde.

Von den verschiedenen Versuchsreihen mit kurzen Zylinderspulen verschiedener Form aus Leitern mit verschiedenem Kupferquerschnitt sei hier nur eine näher erörtert. Es wurden vier Spulen miteinander verglichen. Der Spulendurchmesser betrug 19,5 cm, die übrigen hier interessierenden Daten sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Zwei der Spulen L_2 und L_2' bestanden aus Litzen mit 665 Einzeldrähten. Litze L_2 war nach dem Schema

19.7.5 mehrfach verdreht. Von den erwähnten Elementarlitzen aus 19 einfach verdrehten Drähten waren also je 7 zu einer neuen Litze einfach verdreht und von diesen Litzen wiederum je 5. Dagegen baute sich die Litze $L\ 2'$ nach dem Schema 19.5.7 aus 7 dünneren Litzen auf, die ihrerseits je aus 5 Elementarlitzen mit 19 Einzeldrähten bestanden. Während bei $L\ 2$ die 5 zuletzt verdrehten Litzen einander gleichwertig waren, lag bei $L\ 2'$ eine der zuletzt verdrehten 7 Litzen ihrer ganzen Länge nach in der Mitte der übrigen 6 einander gleichwertigen Litzen. Die äußere Isolation dieser Litzen bestand wie die des entsprechenden runden Drahtes und des Bandes aus einer Bespinnung mit weißer Baumwolle.

Tabelle 1. Kurze Zylinderspulen.

Litze $L\ 2$		Litze $L\ 2'$		Band $B\ 2$		Runder Draht $R\ 2$	
$2\ r = 19,5\text{ cm}$		$2\ r = 19,5\text{ cm}$		$2\ r = 19,5\text{ cm}$		$2\ r = 19,4\text{ cm}$	
$l = 4,1\text{ cm}$		$l = 3,8\text{ cm}$		$l = 21,0\text{ cm}$		$l = 2,8\text{ cm}$	
$m = 12$		$m = 12$		$m = 18$		$m = 11$	
$z = 19 \cdot 7 \cdot 5 = 665$		$z = 19 \cdot 5 \cdot 7 = 665$		$a = 10\text{ mm}$		$2\ \varrho = 2\text{ mm}$	
$w_0 = 0,0507\text{ Ohm}$		$w_0 = 0,0478\text{ Ohm}$		$b = 0,3\text{ mm}$		$w_0 = 0,0382\text{ Ohm}$	
$L_0 = 4,54 \cdot 10^{-6}\text{ H}$		$L_0 = 4,59 \cdot 10^{-6}\text{ H}$		$w_0 = 0,0680\text{ Ohm}$		$w_0 = 0,0382\text{ Ohm}$	
$L_0 = 4,17 \cdot 10^{-6}\text{ H}$				$L_0 = 4,27 \cdot 10^{-6}\text{ H}$			
λ	W	λ	W	λ	W	λ	W
m	Ohm	m	Ohm	m	Ohm	m	Ohm
3626	0,0581	3645	0,0804	3475	0,125	3516	0,200
2256	0,0797	2271	0,0899	2162	0,143	2190	0,258
1257	0,1085	1265	0,0906	1206	0,178	1219	0,359
744	0,1831	752	0,173	713	0,236	722	0,486
391	0,447	391	0,431	391	0,365	391	0,765
185	1,54	185	1,54	185	0,708	185	1,48
—	—	100	4,81	101	1,68	101	3,27

Tabelle 1 enthält die gemessenen Widerstandswerte. Die hieraus sich ergebende Abhängigkeit des Spulenwiderstandes von der mit der Quadratwurzel aus der Frequenz proportionalen Größe $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ wird durch Fig. 1 graphisch dargestellt. Die Fig. 2 und 3 zeigen die Änderung der Widerstandszunahme mit $1/\lambda^2$, also mit dem Quadrat der Frequenz, und zwar Fig. 2 im Gebiete längerer Wellen ($\lambda > 390\text{ m}$) und Fig. 3 im kleineren Maßstabe bei kürzeren Wellen ¹⁾.

¹⁾ Die für $L\ 2$ gemessenen Werte sind in Fig. 1 und 3 nicht eingetragen.

Fig. 1.

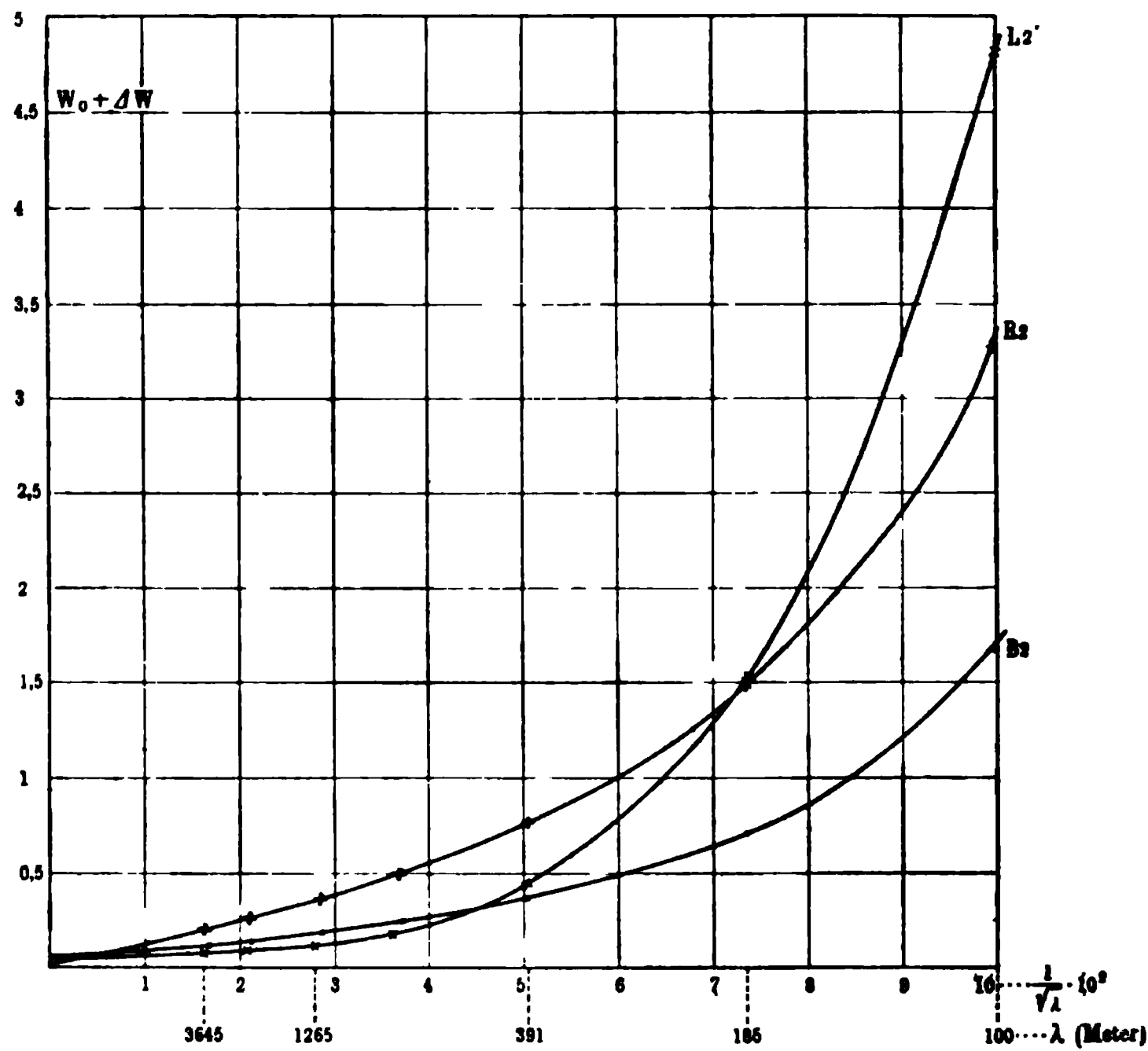
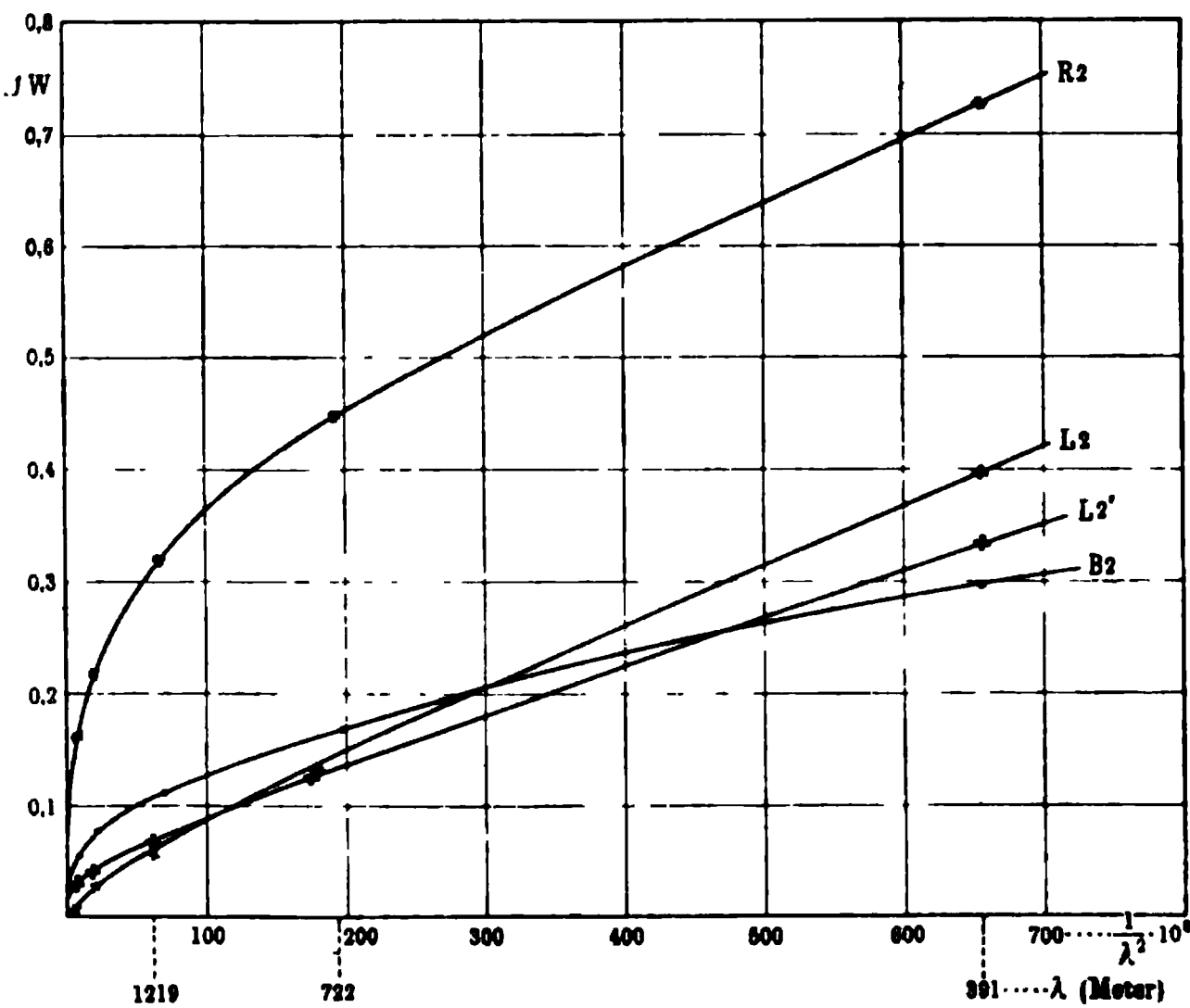
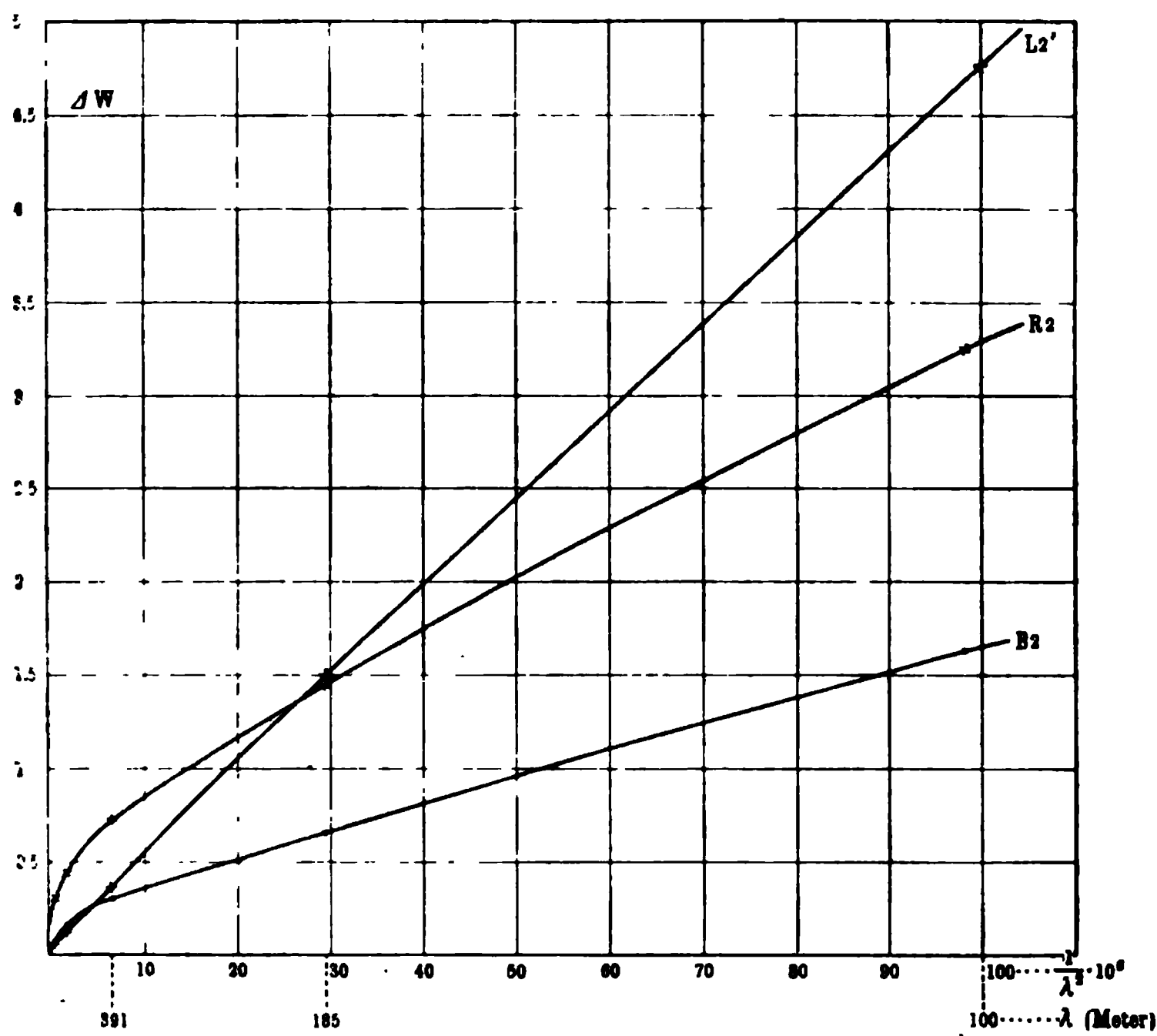


Fig. 2.



Es zeigt sich zunächst, daß schon bei der Wellenlänge $\lambda = 455$ m der Widerstand der Bandspule kleiner als derjenige der Litzenspule $L 2'$ ist, während die Spule aus rundem Draht erst bei $\lambda = 192$ m besser als $L 2'$ wird. Der direkte Vergleich der Band- und Runddrahtspule läßt insbesondere die großen Vorzüge des Bandes in dem ganzen untersuchten Wellenlängenbereich er-

Fig. 3.



kennen. Allen Spulen gemeinsam ist der nahezu der Quadratwurzel aus der Frequenz $\left(\frac{1}{\sqrt{\lambda}}\right)$ proportionale Anstieg bei langen Wellen in Fig. 1, und der dem Quadrat der Frequenz proportionale Anstieg bei kurzen Wellen in Fig. 3. Nur bei der Spule aus rundem Draht zielt jene Gerade in Fig. 1 auf den Koordinatenanfangspunkt.

Die für die Litzen geltenden Kurven zeigen, daß die Proportionalität der Widerstandszunahme mit dem Quadrat der

Frequenz, welche früher für ideale Verdrillung gefunden wurde, bei den hier untersuchten Litzen im Bereich langer Wellen nicht mehr gilt. Die erwähnte ungenügende Verdrillung sowohl der Einzeldrähte in den Elementarlitzen als auch dieser selbst dürfte als Ursache der beobachteten Abweichung von dem Gesetz der ideal verdrillten Litzen zu betrachten sein. Beachtenswert ist der erheblich steilere Anstieg der Widerstandskurve für die Litze $L 2'$ mit Mittelader bei kleinsten Frequenzen. Er läßt erkennen, daß bei dieser Litze erheblich mehr Einzeldrähte schon bei längeren Wellen stromlos werden. Bei kürzeren Wellen ist das Verhalten beider Litzen wesentlich das gleiche.

Bei dem obigen Vergleich ist offenbar das Kupferband gegenüber der Litze und dem runden Draht wesentlich bevorzugt, indem bei der Bandspule eine etwa viermal größere Ganghöhe als bei den anderen Spulen zugelassen wurde. Wie zu erwarten war, zeigte ein Versuch, daß die Verhältnisse sich beträchtlich zugunsten der Litzen- und Runddrahtspulen verschieben, wenn Spulen gleicher Ganghöhe und Windungszahl verglichen werden. Die Spulen $L 2$ und $R 2$ wurden auf die Ganghöhe von $B 2$ umgewickelt und von letzterer sechs Windungen abgenommen. Bei 390 m Wellenlänge hatte jetzt die Bandspule einen um etwa 14 Proz. größeren Widerstand als die Litzenspule. Dagegen war der Widerstand des Bandes noch um etwa 33 Proz. kleiner als der des runden Drahtes.

Flachspulen.

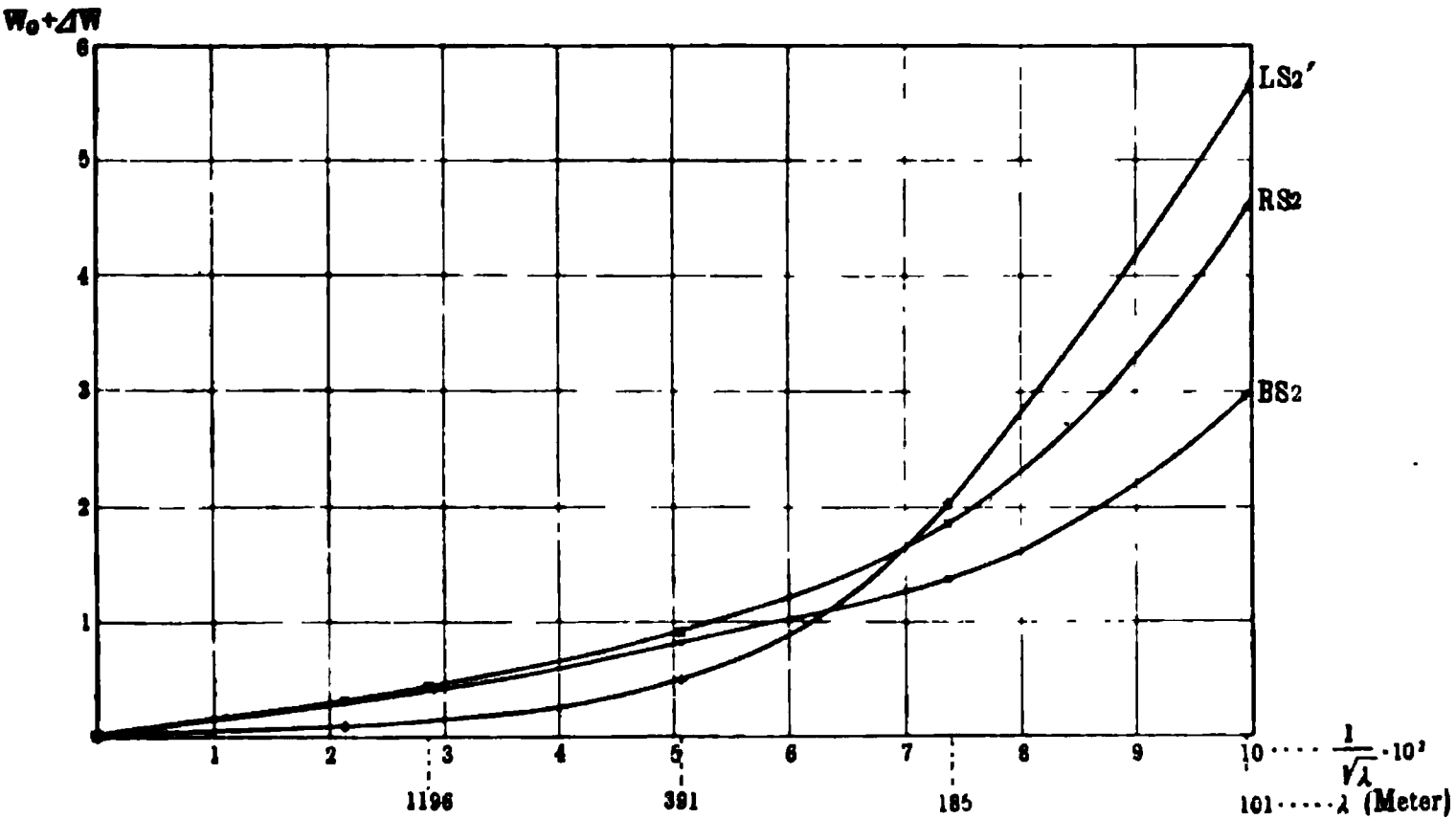
Die untersuchten Flachspulen waren ebenfalls einlagig, sie bestanden aus einer in einer Ebene liegenden Spirale. Die Bänder wurden durch Kreuze aus Hartgummileisten in Nuten mit ihrer Breitseite parallel zur Spulenachse gehalten. Die Runddraht- und Litzenspulen lagen in dicht nebeneinander befindlichen Windungen zwischen zwei Hartgummiplatten, deren gegenseitigen Abstand eine mittlere Platte fixierte. Die Ergebnisse der Messungen an drei Spulen, die bei angenähert gleicher Selbstinduktion und Ganghöhe aus demselben Band und rundem Draht sowie derselben Litze $L 2'$ bestanden, wie die oben betrachteten Zylinder- spulen, sind nebst weiteren Angaben über die Spulen in Tab. 2 zusammengestellt.

Tabelle 2. Flachspulen.

Litze (<i>LS 2'</i>)		Band (<i>BS 2</i>)		Runder Draht (<i>RS 2</i>)	
$2 r_i = 15,0 \text{ cm}$		$2 r_i = 15,5 \text{ cm}$		$2 r_i = 15,0 \text{ cm}$	
$2 r_a = 22,5 \text{ cm}$		$2 r_a = 19,9 \text{ cm}$		$2 r_a = 21,2 \text{ cm}$	
$m = 12$		$m = 12$		$m = 12$	
$s = 19 \cdot 5 \cdot 7 = 665$		$a = 10 \text{ mm}, b = 0,3 \text{ mm}$		$2 \varrho = 2 \text{ mm}$	
$w_0 = 0,0462 \text{ Ohm}$		$w_0 = 0,0412 \text{ Ohm}$		$w_0 = 0,0387 \text{ Ohm}$	
$L = 4,36 \cdot 10^{-5} H$		$L_0 = 4,13 \cdot 10^{-5} H$		$L_0 = 4,43 \cdot 10^{-5} H$	
λ m	W Ohm	λ m	W Ohm	λ m	W Ohm
2207	0,0954	—	—	2224	0,319
1232	0,121	1196	0,406	1240	0,434
391	0,440	391	0,803	391	0,922
185	2,03	185	1,38	185	1,85
101	5,60	101	2,99	101	4,60

Die Kurventafeln der Fig. 4 und 5 zeigen die Abhängigkeit des Widerstandes von $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ bzw. der Widerstandserhöhung von $\frac{1}{\lambda^2}$. Der Verlauf dieser Kurven ist im wesentlichen derselbe wie bei

Fig. 4.

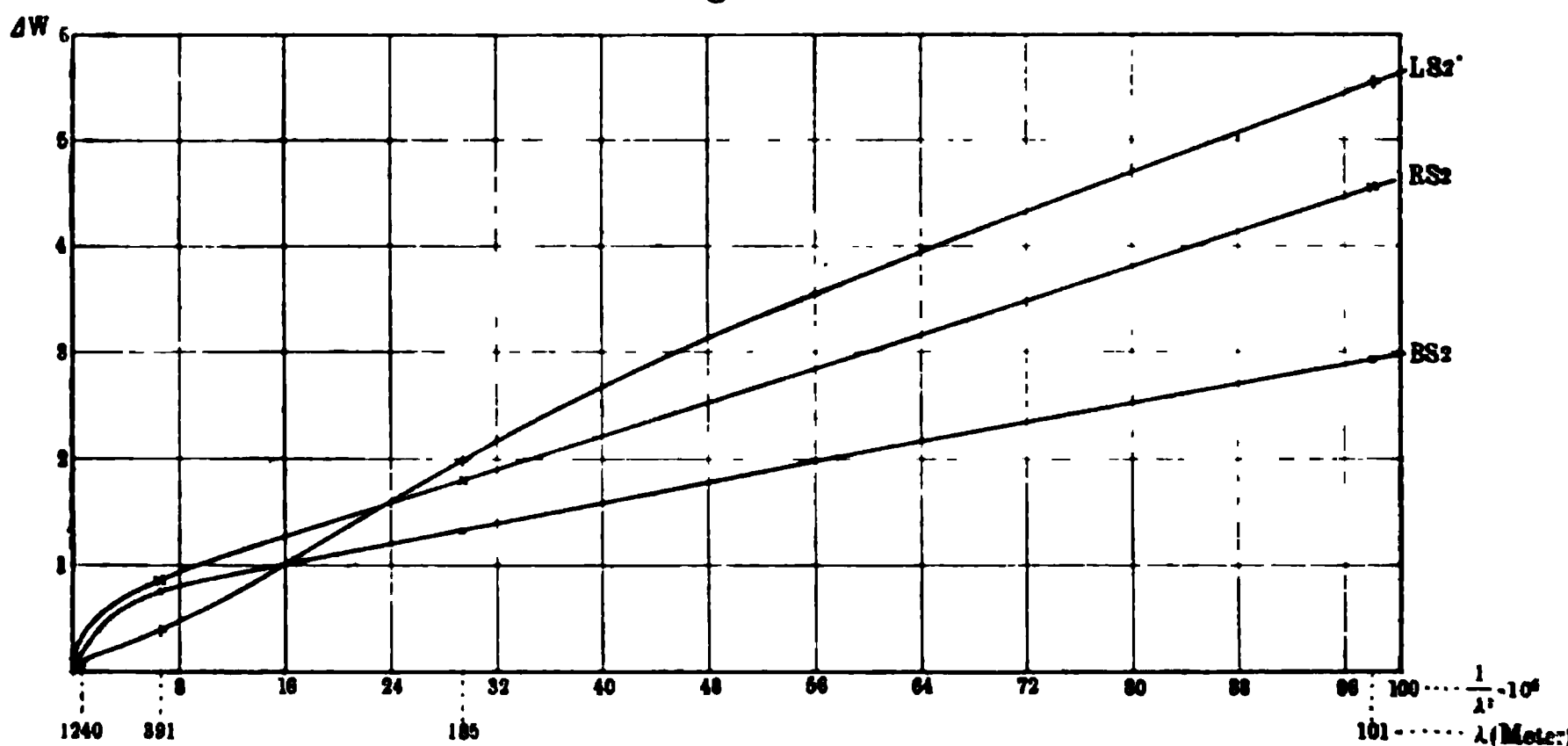


den kurzen Zylinderspulen. Doch zeigt dieser Vergleich auch deutliche Unterschiede. So wird erst bei einer Wellenlänge von etwa 260 m der Widerstand der Bandspule kleiner als derjenige der Litzenspule, während der entsprechende Schnittpunkt der

Kurven für Runddraht- und Litzenspulen im Gegenteil etwas nach längeren Wellen hin verschoben ist, nämlich nach etwa $\lambda = 220$ m. Die Überlegenheit des Bandes gegenüber dem runden Draht bleibt zwar erhalten, jedoch nicht in dem Maße wie bei den Zylinderspulen.

Insbesondere zeigt der Vergleich der Tab. 1 und 2, daß die Flachspulen bei schnellen Schwingungen einen größeren Widerstand besitzen als kurze Zylinderspulen gleicher Selbstinduktion. Dabei ist zu beachten, daß der Gleichstromwiderstand der Flachspulen aus Band und Litze kleiner als derjenige der Zylinderspulen war, während die Flachspule aus rundem Draht einen um

Fig. 5.



1,2 Proz. größeren Gleichstromwiderstand besaß als die Zylinderspule. Bei der Größe des Effektes ist nicht zu erwarten, daß sich wesentlich andere Verhältnisse ergeben würden, wenn solche Flach- und Zylinderspulen miteinander verglichen werden, die in üblicher Weise mit kleinster Drahtlänge, also kleinstem Ohmschen Widerstand gewickelt sind. Offenbar ist die Ursache für die Erscheinung darin zu suchen, daß bei den Flachspulen der Leiter in einem stärkeren magnetischen Felde lag als bei den Zylinderspulen. Wenn auch bisher die Richtigkeit dieser Behauptung durch eine genauere Berechnung der Felder noch nicht erwiesen ist, so zeigt doch ein Blick auf die in den Fig. 6 und 7 wiedergegebenen, mit Eisenfeilspänen aufgenommenen Kraftlinienbilder von Bandspulen, daß bei der Flachspule sich das magnetische

Feld auf einen kleineren Raum konzentriert als bei der kurzen Zylinderspule (Fig. 7¹⁾), daß also bei gleicher Stromstärke und Selbstinduktion die mittlere räumliche Dichte der Kraftlinien am Orte des Leiters bei Flachspulen größer ist als bei den Zylinderspulen.

Vergleich kurzer und langer Zylinderspulen.

Die beschriebenen Messungen an kurzen Zylinderspulen aus massiven Drähten lassen einen wesentlichen Unterschied gegen-

Fig. 6.

Fig. 7.

über dem schon früher untersuchten Verhalten langer Spulen erkennen. Während nach den Rechnungen SOMMERFELDS²⁾ und den Messungen BLACKS³⁾ bei langen Spulen (Solenoiden) der Widerstand bei schnellen Schwingungen proportional der Quadratwurzel aus der Frequenz ist, gilt bei kurzen Spulen dieses Gesetz nur in einem kleinen Gebiet längerer Wellen. Bei kurzen Wellen

¹⁾ Auf der Innenseite der Windungen der Zylinderspule war das Feld so stark, daß die Eisenfeilspäne an den Leiter herangezogen wurden.

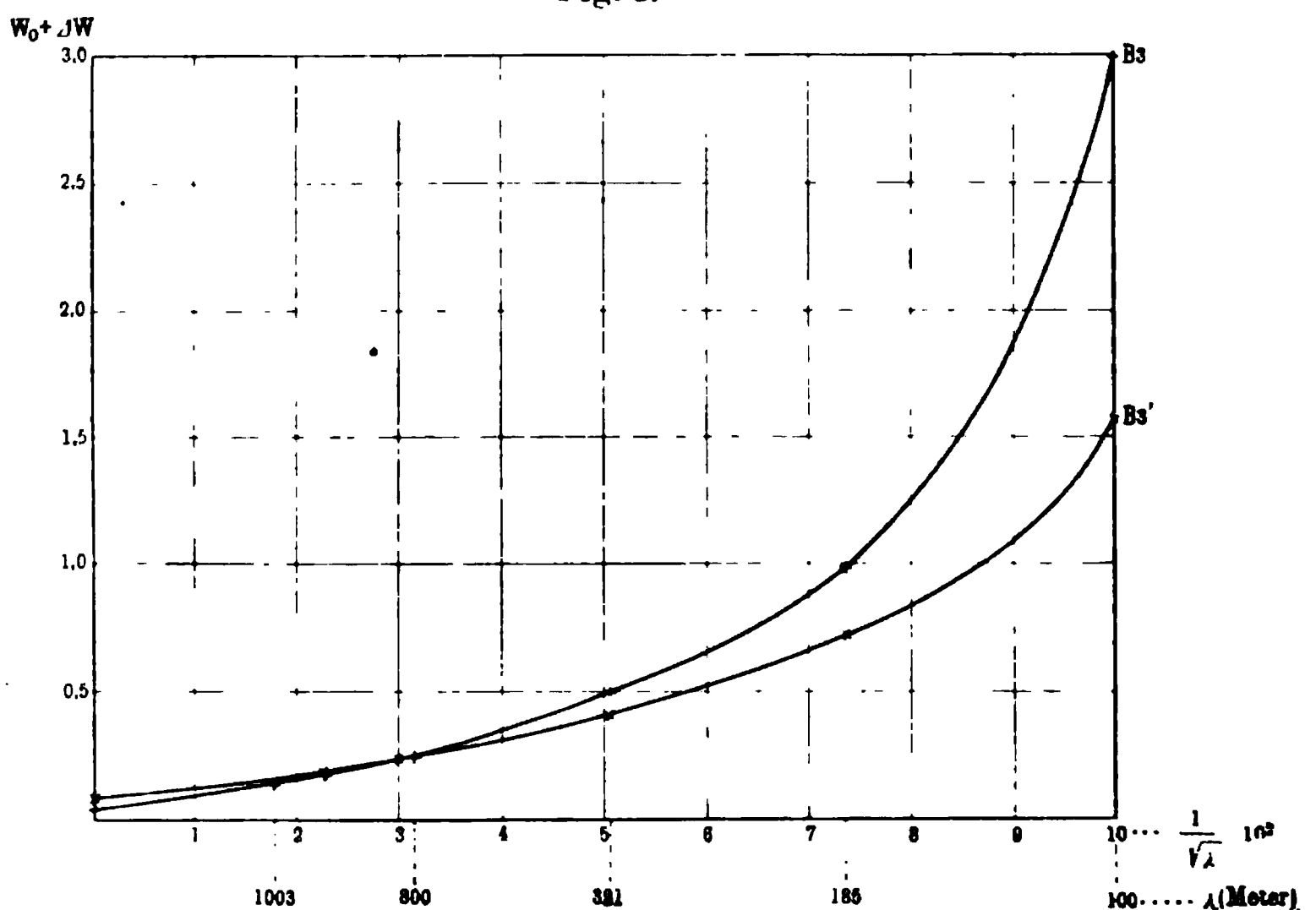
²⁾ A. SOMMERFELD, Ann. d. Phys. (4) 15, 673, 1904; 24, 609, 1907.

³⁾ TH. BLACK, Ann. d. Phys. (4) 19, 157, 1906.

erfolgt hier dagegen, wie oben erörtert, die Widerstandszunahme nahezu proportional dem Quadrat der Frequenz. Derselbe Unterschied darf bei Bandspulen erwartet werden; doch fehlen bisher ausführliche Messungen an langen Bandspulen mit hochfrequenten Strömen.

Nicht weniger auffallend tritt jener Unterschied bei einem Vergleich von Spulen aus verschieden dicken Leitern hervor. Es wurden zwei Spulen aus Kupferband untersucht, die sich lediglich durch die radiale Dicke des Bandes unterschieden. Der

Fig. 8.



Durchmesser der Spulen betrug 31,3 cm, die Zahl der dicht nebeneinander liegenden Windungen 8, die Breite der Kupferbänder 6 mm. Das Band der Spule B3 hatte eine Dicke von 0,6 mm, das der Spule B3' eine Dicke von 0,3 mm. In Fig. 8 ist der Widerstand beider als Funktion von $\frac{1}{\sqrt{\lambda}}$ aufgetragen. Es folgt

hieraus das zunächst paradox erscheinende Resultat, daß bereits von einer Wellenlänge von etwa 900 m ab das dickere Band einen größeren Widerstand als das dünnere hat.

Im Gegensatz hierzu ergibt die SOMMERFELDsche Theorie für lange Spulen, daß mit abnehmender Wellenlänge der Widerstand des dickeren Bandes dem des dünneren immer näher rückt, um

im Grenzfall unendlich hoher Frequenz jenem gleich zu werden. In der Tat bestätigte ein Versuch mit zwei Solenoiden von 3 cm Durchmesser und 44,4 cm Länge, aus 5 mm breitem Kupferband jenes Resultat der Rechnung, indem bei 130 m Wellenlänge das 0,5 mm dicke Band einen um 2 Proz. kleineren Widerstand ergab als das 0,2 mm dicke. Als dieser Versuch dahin variiert wurde, daß an Stelle der dicht nebeneinander liegenden Windungen solche mit einem Zwischenraum von 5 mm (Ganghöhe = 10 mm) traten, ergab sich ein etwas größerer Unterschied der Widerstände im gleichen Sinne.

Es sei schließlich noch ein Versuch mit zwei halblangen Spulen aus 6 mm breitem Kupferband erwähnt. Der Spulendurchmesser betrug 9 cm, die Windungszahl 32 und die Länge der Spule 20,2 cm. Hier zeigte bei der Wellenlänge 100 m das dickere Band von 0,6 mm Dicke einen nur um 10 Proz. größeren Widerstand als das andere von 0,3 mm Dicke.

Eine Deutung dieser Erscheinungen wird man in der sehr verschiedenen Verteilung des magnetischen Feldes bei kurzen und langen Spulen zu suchen haben, bzw. darin, daß das magnetische Feld, in welchem der Leiter liegt, sich bei kurzen und langen Spulen sehr verschieden mit der Frequenz ändert. Bei langen Spulen ist bekanntlich an der Außenseite der Windungen und im ganzen Außenraum das magnetische Feld der Spule äußerst klein. Im Gegensatz hierzu hat das Feld kurzer Spulen schon in unmittelbarer Nähe der Windungen außerhalb der Spule wegen des schnellen Umbiegens der an den Spulenenden und zwischen den einzelnen Windungen heraustretenden Kraftlinien merkliche Intensität, wie das Kraftlinienbild der Fig. 7 deutlich zeigt. Während nun bei langen Spulen die mit wachsender Frequenz stromlos werdenden äußeren Leiterteile in jenem verschwindend kleinen Felde liegen, rückt bei kurzen Spulen das starke äußere Feld nach. Eine strenge mathematische Verfolgung dieses Vorganges stößt auf große Schwierigkeiten schon allein aus dem Grunde, weil das Feld am Orte des Leiters sich bei kurzen Spulen nur in komplizierten Formeln darstellen läßt. Qualitativ kann die Erscheinung in folgender Weise einfach beschrieben werden. In Fig. 9 stelle $ABCD$ ein Stück des zu einer kurzen Spule aufgewickelten Leiters in einem senkrecht zur Spulenachse gelegten Schnitt dar. Der obere Pfeil gebe die Richtung des

durch die Spule geschickten Stromes an. AD sei die Abgrenzung des Leiters nach dem Spuleninneren zu. Bei einem Strom niedriger Frequenz wird das magnetische Feld, welches den Leiter in Richtung der Spulenachse, also senkrecht zur Zeichenebene, durchsetzt und dessen Stärke von innen nach außen abnimmt, in geschlossenen Bahnen, die im Leiter gedacht werden können, elektromotorische Kräfte induzieren, wie in Fig. 9 angedeutet ist. Diese unterstützen auf der dem Spuleninneren zugekehrten Seite AD die ursprünglich angelegte elektromotorische Kraft, wirken ihr jedoch auf der

Fig. 9.



Fig. 10.



Außenseite entgegen. Das Feld, in dem der Leiter liegt, ist längs des ganzen Leiters das gleiche, wenn die Kraftlinien wie beim Solenoid parallel zur Spulenachse verlaufen. In diesem Falle werden sich jene in den einzelnen Leiterteilen induzierten Kräfte, soweit sie senkrecht zur Spulenachse verlaufen, kompensieren, und es bleibt auf der Innenseite ein dem ursprünglichen gleichgerichteter Strom, in den äußeren Stromfäden ein entgegengerichteter. Letzterer steigt bei Solenoiden bis zur völligen Kompensation des ursprünglichen Stromes an und bedingt so die als Skineffekt bezeichnete Erscheinung. Auch bei kurzen Spulen wird

eine solche Kompensation in den äußeren Stromfäden zunächst eintreten. Nur der in Fig. 10 schraffierte Teil des Leiters sei vom Strom durchflossen. Aus dem Kraftlinienbild der Fig. 7 folgt dann, daß in die stromlos werdenden Teile des Leiters ein Feld nachrückt, dessen Richtung umgekehrt wie in den inneren Leiterteilen ist. Die durch dieses Feld in geschlossenen Bahnen des Leiters induzierten elektromotorischen Kräfte werden also in den äußeren Stromfäden die zunächst angelegte elektromotorische Kraft unterstützen bzw. die vorher beschriebene Kompensation aufheben. In den mittleren Partien des Leiters unterstützen sich dagegen die von beiden Feldern induzierten elektromotorischen Kräfte und wirken der ursprünglich angelegten Spannung entgegen. Der Strom wird also bei kurzen Spulen stärker nach innen gedrängt als bei langen Spulen, während gleichzeitig in den äußeren Leiterteilen ein Strom entsteht, der in der Phase gegen den inneren nicht wesentlich verschoben ist.

Wie schon hervorgehoben wurde, können die obigen Betrachtungen nur zu einer einfachen Veranschaulichung der Vorgänge dienen. — Daß die entwickelten Vorstellungen die Erscheinung im wesentlichen richtig wiedergeben, zeigt der folgende Versuch. Es wurde eine Spule aus vier übereinander liegenden Lagen, die an ihren Enden parallel geschaltet waren, hergestellt¹⁾. Jede Lage bestand aus sechs dicht nebeneinander liegenden Windungen eines 6 mm breiten und 0,6 mm dicken Kupferbandes. Der Spulendurchmesser betrug 19 cm. Die Dicke der Wickelung war durch isolierende Schichten zwischen den vier Lagen auf etwa 7 mm erhöht. Durch Einschaltung je eines Pt-Drähtchens von 0,1 mm Dicke und 1 cm Länge in jede der Lagen an einem Ende konnte gezeigt werden, daß bei längeren Wellen der Draht in der innersten Lage erheblich stärker glüht als die anderen Drähte. Wurde dagegen der Strom und die Frequenz hinreichend gesteigert und zugleich der Glühdraht der inneren Lage durch zwei parallel geschaltete doppelter Länge ersetzt, so ergab sich, daß außer den beiden Drähten der innersten Lage auch der Draht in der äußersten Lage hell glüht, während die Drähte der beiden mittleren Lagen

¹⁾ An kurzen mehrlagigen Spulen, wie sie bei dem obigen Versuch benutzt wurden, fand ALEXANDER MEISSNER (Jahrb. d. drahtl. Telegr. 3, 57, 1909) durch Dämpfungsmessungen eine Vergrößerung des Widerstandes mit zunehmender Zahl der Lagen.

dunkel bleiben. Auch der Beweis dafür, daß gemäß der obigen Ausführungen die Ströme in der innersten und äußersten Lage wesentlich gleiche Phase haben, ließ sich leicht erbringen. Dazu wurden in die beiden stromführenden Lagen zwei gleich große Koppelungsschleifen mit gleich langen bifilaren Zuleitungen eingeschaltet. Wirkten beide Schleifen in gleichem Sinne auf eine Spule, die an ein Thermoelement mit Galvanometer angeschlossen war, so ergab sich, daß der Ausschlag des Galvanometers wesentlich größer als die Summe der Einzelausschläge war, welche die Schleifen für sich erzeugten. Bei gleichen Einzelausschlägen hätte sich für die Phasenverschiebung 0° das Vierfache des Einzelausschlages ergeben müssen, für die Phasenverschiebung 90° das Doppelte.

Zur Kontrolle wurde der Versuch mit den Glühdrähten auch an einem aus vier Lagen gewickelten Solenoid wiederholt. Dasselbe hatte eine Länge von 29 cm, einen inneren Durchmesser von 1,2 cm und einen äußeren von 2,9 cm. Das Band dieser Spule war 1 mm dick und 3 mm breit, die Ganghöhe betrug etwa 5 mm. Im Einklang mit der Theorie glühte hier nur der Platindraht in der innersten Lage. — Der Versuch konnte so angeordnet werden, daß in demselben Schwingungskreise hintereinander das Solenoid und die kurze Spule mit den Glühdrähten lagen, so daß die beschriebenen Erscheinungen gleichzeitig zu beobachten waren.

Es sei zum Schluß dieser Betrachtungen noch auf einen Unterschied zwischen kurzen und langen einlagigen Spulen hingewiesen, der schon oben angedeutet wurde. Während bei Solenoiden mit einem wesentlich parallel zur Spulenachse gerichteten Felde der Leiter seiner ganzen Länge nach in demselben Felde liegt, wird dies bei kurzen Spulen nicht mehr der Fall sein. Das den Leiter durchsetzende Feld ändert sich von der Spulenmitte nach den Enden zu. Das hat zur Folge, daß auch die oben besprochenen Wirkungen der im Leiter induzierten Ströme in den einzelnen Windungen verschieden stark auftreten. Insbesondere sind alsdann in Richtung der Spulenradien fließende Querströme im Leiter zu erwarten, welche gewisse mit der radialen Dicke des Leiters wachsende Energieverluste bedingen. Eine Überschlagsrechnung ergab, daß die Windungen an den Spulenenden in einem etwas kleineren mittleren Felde liegen als die Windung in der Mitte. Der Umstand, daß bei den obigen Versuchen mit

mehrlagigen Spulen jene Querströme das verschiedene Glühen der Drähte offenbar nicht veranlaßt haben können, da die isolierende Schicht zwischen den Lagen ihr Zustandekommen verhindert, sowie die Überlegungen des folgenden Abschnittes lassen den Schluß zu, daß in erster Linie das von außen in den Leiter nachrückende Feld die hier beobachteten Erscheinungen hervorruft.

Das Gesetz der Widerstandszunahme bei kurzen Spulen.

Wie schon angedeutet wurde, ist es bisher nicht gelungen, für den im Vergleich mit Solenoiden weit komplizierteren Fall kurzer Spulen eine Formel für die Widerstandszunahme bei schnellen Schwingungen abzuleiten. Die hier beschriebenen Messungen lassen für kurze Spulen aus rundem Draht eine einfache Gesetzmäßigkeit erkennen (s. Fig. 1 u. 3), welche in dem ganzen hier untersuchten Wellenlängenbereich bis zu etwa 200 m besteht. Danach kann der Widerstand W einer solchen Spule bei der Wellenlänge λ bzw. der Frequenz n mittels der Formel

$$W = A_1 \sqrt{n} + B_1 n^2 = \frac{A}{\sqrt{\lambda}} + \frac{B}{\lambda^2}$$

berechnet werden. Die hier auftretenden Konstanten sind für vier verschiedene Spulen aus den Messungsergebnissen ermittelt und in Tabelle 3 mit den übrigen Daten der Spulen zusammengestellt. Tabelle 4 enthält die nach der Formel für die Spule R 2 berechneten Werte des Widerstandes.

In der Formel bringt das mit n^2 proportionale Glied offenbar den Einfluß des in den Leiter nachrückenden äußeren Feldes zum Ausdruck. Ist die Streuung der Spule klein, so liegt bei niederen Frequenzen der Leiter bei kurzen Spulen wesentlich in demselben Felde wie bei entsprechenden Solenoiden gleicher Ganghöhe. Unter dieser Voraussetzung müßte sich die Konstante A nach der SOMMERFELD'schen Formel berechnen lassen. In der letzten Spalte der Tabelle 3 sind die so berechneten Werte A zusammengestellt. Mit einer Ausnahme liegen diese Werte über den aus den Beobachtungen folgenden, wie zu erwarten ist. Die geringe Größe der Abweichungen zeigt jedoch die Zulässigkeit unserer obigen Annahme, daß bei längeren Wellen der Draht einer kurzen Spule angenähert in demselben Felde liegt wie der des entsprechenden Solenoids.

Tabelle 3. Spulen aus runden Drähten.

$$W = \frac{A}{\sqrt{\lambda}} + \frac{B}{\lambda^2} = A_1 \sqrt{n} + B_1 n^2.$$

Spule	2 r cm	l cm	m	L Henry	2 ρ cm	A	B	A ber.
R 1	19,6	2,15	15	8,42.10 ^{−5}	0,11	255	7,0 . 10 ⁸	268
R 2	19,5	2,6	11	4,27.10 ^{−5}	0,2	118	2,15 . 10 ⁸	125
R 3	31	1,8	7	3,62.10 ^{−5}	0,22	95,0	2,14 . 10 ⁸	115
R 4	20	6,5	18	8,02.10 ^{−5}	0,3	143	7,0 . 10 ⁸	140

Tabelle 4. Kurze Zylinderspule aus rundem Draht (R 2).

$$W = \frac{A}{\sqrt{\lambda}} + \frac{B}{\lambda^2}.$$

λ m	A √λ	B λ²	W berechnet	W gemessen	W _{gem.} — W _{ber.} Proz.
3516	0,2015	0,0017	0,2032	0,200	— 1,6
2190	0,255	0,004	0,259	0,258	— 0,4
1219	0,342	0,014	0,356	0,359	+ 0,8
722	0,444	0,041	0,485	0,486	+ 0,2
390,8	0,604	0,141	0,745	0,765	+ 2,6
184,7	0,879	0,630	1,509	1,485	— 1,6
(101	1,188	2,106	3,29	3,27	— 0,6)

Es folgt hieraus, daß bei kurzen Spulen aus ideal verdrehten Litzen sich bis zu sehr hohen Frequenzen die Widerstandszunahme nach der Formel für das Solenoid aus gleicher Litze mit entsprechender Annäherung berechnen lassen muß, da hier wegen der gleichmäßigen Verteilung des Stromes auf die Einzeldrähte ein Nachdringen des äußeren Feldes nicht stattfindet. Die bisher ausgeführten Messungen an solchen Spulen lassen noch kein abschließendes Urteil zu, wie weit die so erreichbare Übereinstimmung des berechneten und gemessenen Widerstandes geht.

Auch zur Auffindung der für die Größe *B* zu erwartenden Gesetzmäßigkeiten genügen die bisherigen Messungen nicht.

***Die Entstehung von Lichtsäulen bei der Reflexion;
von Albert Wigand und Emil Everling.***

(Vorläufige Mitteilung.)

(Eingegangen am 21. März 1913.)

Lichtsäulen¹⁾ sind als häufige meteorologische Erscheinung mehrfach beschrieben worden, so in letzter Zeit von F. WEIDERT und A. BERSON²⁾ an Mond und Sonne und von dem einen von uns gemeinsam mit F. SCHWAB³⁾ an der Untersonne. Der Grund dieser Erscheinung ist die Spiegelung an bewegten Eiskristallen. Auch auf der Erde beobachtet man sehr häufig, daß durch bewegtes Wasser, rauhes Eis, feuchtes Straßenpflaster, mattes Glas, Papier, Leinen usw. das Spiegelbild leuchtender oder erleuchteter Körper nur wenig in der Richtung senkrecht zur Einfallsebene, aber sehr stark in der Einfallsebene vergrößert wird; letzteres um so mehr, je größer der Einfallswinkel ist, d. h. je tiefer die Lichtquelle z. B. über einer bewegten Wasseroberfläche liegt.

Die einfache Erklärung dieser alltäglichen Erscheinung ist, soviel wir wissen, noch nicht gegeben worden. Sie wird veranschaulicht durch folgendes Experiment: Man suche mit einem unter konstantem Winkel gegen die Horizontale geneigten Spiegel, der um eine vertikale Achse beliebig drehbar ist, dabei also einen Kegel tangiert, alle die Orte auf, an denen er das Licht einer ruhenden Lichtquelle L in das Auge A eines ruhenden Beobachters reflektiert. Dann ergibt sich, daß man den Spiegel in der Richtung auf die Lichtquelle L oder auf das Auge A zu, also in der Vertikalebene durch L und A , viel weiter als in jeder anderen Richtung von dem mittleren Orte, an dem ein horizontaler Spiegel Strahlen von L nach A reflektieren würde, entfernen kann. Es genügt, den Ort des geneigten Spiegels in einer horizontalen Ebene (Tisch oder Fußboden) zu variieren.

Die rechnerische Behandlung der Erscheinung wird der eine von uns (EVERLING) demnächst an anderer Stelle veröffentlichen.

¹⁾ J. M. PERNTER und F. M. EXNER, Meteorologische Optik, Wien und Leipzig 1910, S. 397.

²⁾ F. WEIDERT und A. BERSON, Festschrift d. Opt. Anst. C. P. Goerz, 1911.

³⁾ A. WIGAND und F. SCHWAB, Phys. ZS. 13, 677, 1912.

Hier sei nur der Gedankengang für zwei Berechnungsmethoden angegeben.

Das reflektierende Gebilde bestehe aus ebenen Flächenelementen¹⁾ mit den Koordinaten x, y, z und den Richtungskosinus ξ, η, ζ . Die Elemente mögen gegen die Lichtwellenlänge hinreichend groß sein, um von Beugungserscheinungen absehen zu können, und wie ideale Spiegel reflektieren. Das betrachtende Auge oder die Kamera integriert dann über eine gewisse Zahl von Elementarspiegeln verschiedener Neigung und, falls sie sich bewegen, auch über eine gewisse Zeit. Jedenfalls sei die Verteilung der Abweichungen von der mittleren Lage, $\xi_0 = 1$ und $z_0 = 0$, für jeden Teil der Fläche und zu jeder Zeit ungeordnet, jedoch so, daß kleinere Abweichungen (entsprechend kleineren Werten von z , größeren von ξ) wahrscheinlicher sind als größere.

1. Von der als punktförmig angenommenen Lichtquelle L werden Lichtstrahlen in das Auge A gelangen durch Reflexion an den Elementarspiegeln, die so orientiert sind, daß sie eine Schar von konfokalen (verlängerten) Rotationsellipsoiden mit den Brennpunkten L und A tangieren. Von allen vorhandenen Elementen wird also nur ein (im Falle einer punktförmigen Lichtquelle unendlich kleiner) Bruchteil die Reflexion zum Auge hin bewirken. Diese reflektierenden Elementarspiegel ordnen sich je nach dem Werte ξ auf den Kurven isokliner Normalen der Ellipsoide, also auf den Flächen isokliner Normalen der Schar. Nun nimmt nach Voraussetzung die Anzahl der Elemente mit kleiner werdendem ξ ab. Wenn sie unterhalb eines Minimalwertes ξ_m zu klein wird, um eine bestimmte minimale Bildhelligkeit zu ergeben, so stellt die zu ξ_m gehörige Fläche isokliner Normalen die Grenze des Raumes dar, in dem reflektierende Elemente vorhanden sind. Ist nun das reflektierende Gebilde nahezu eben, so daß die Elementarspiegel, wenigstens im Vergleich mit L und A , die Erhebung $z = 0$ haben, so gibt der Schnitt jener „Grenzfläche“ mit $z = 0$ die „Grenzkurve“ der Lichtsäule, eine Kurve 12. Ordnung. Die Grenzkurven für verschiedene ξ umschließen einander und zeigen direkt die Helligkeits-

¹⁾ Diese Auffassung der rauhen Oberfläche hat bereits BOUGUER bei der Untersuchung der diffusen Reflexion verwendet. Vgl. F. JENTZSCH, Habilitationsschrift, Gießen 1912, S. 11, auch S. 61—62; Ann. d. Phys. (4) **89**, 1003, 1039, 1040, 1912.

abstufung innerhalb des Bildes. Auch die äußerste Grenzkurve ist nur der Übergang zu einer solchen Helligkeit, bei der eine Integration über die Elementarspiegel nur noch unvollkommen möglich ist. In der Tat zeigen die Lichtsäulen keine scharfe Begrenzung.

Sind die reflektierenden Elemente in dicken Schichten verteilt, wie bei den Eiskristallwolken, so läßt sich die Gestalt des Spiegelbildes nur bei besonderen Verteilungsgesetzen für die ξ und \varkappa mit Hilfe eines Tangentialkegels von A nach der „Grenzfläche“ berechnen. Dann ist auch die Abstufung der Helligkeit eine andere.

2. Eine zweite, weniger elegante Berechnungsmethode bestimmt mit Hilfe der gewöhnlichen Reflexionsgesetze die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Strahl von L nach A gelangt, wenn er an einem Elementarspiegel reflektiert wird. Diese Wahrscheinlichkeit ist ein Maß für die Helligkeit in der betreffenden Sehrichtung.

Beide Methoden berücksichtigen noch nicht die Möglichkeit einer wiederholten Reflexion desselben Lichtstrahles an mehreren Elementen, wie sie in Eiswolken vorkommen kann.

Die bisherigen Beobachtungen ergeben eine qualitative Übereinstimmung mit der Theorie. Ob die Form der berechneten Spiegelbilder mit Photogrammen von Lichtsäulen übereinstimmt, soll noch näher untersucht werden.

Halle (Saale), 20. März 1913.

***Die radioaktiven Umwandlungen
und die Valenzfrage vom Standpunkte der Struktur
der Atome;***

von Kasimir Fajans.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 21. Februar; mit Berücksichtigung und Weiterentwicklung der damals diskutierten Fragen.)

(Eingegangen am 27. März 1913.)

**I. Die Gesetzmäßigkeiten betr. die Änderung des
chemischen Charakters der Elemente bei radioaktiven
Umwandlungen.**

Vor kurzem wurde von mir gezeigt¹⁾, daß zwischen der Art einer radioaktiven Umwandlung und dem chemischen oder elektrochemischen Charakter der betreffenden Radioelemente sehr einfache Beziehungen bestehen. Es konnte einerseits bewiesen werden, daß nach jeder α -Strahlenumwandlung das entstehende Produkt elektrochemisch unedler ist als seine direkte Muttersubstanz, während bei β -Strahlenumwandlungen gerade das Gegenteil zutrifft. Andererseits gelang ich zu einer widerspruchsfreien Einreihung aller Radioelemente in das periodische System, als ich aus der obigen elektrochemischen Beziehung und auf Grund des schon vorher vorliegenden experimentellen Materials geschlossen habe: nach jeder α -Strahlenumwandlung befindet sich das gebildete Produkt um zwei Gruppen nach links von seiner Muttersubstanz in derselben Horizontalreihe des periodischen Systems, während nach einer β -Strahlenumwandlung ein Übergang um eine Gruppe nach rechts stattfindet. Die Gesetzmäßigkeit betreffend die Gruppenänderung bei α -Strahlenumwandlungen bildete eine Verallgemeinerung einer schon früher von SODDY gefundenen Regel. Da der chemische Charakter mehrerer Radioelemente zu dieser Zeit sicher bekannt war, konnte auf Grund dieser Gesetzmäßigkeiten die chemische Natur sämtlicher Radioelemente gefolgert werden. Die Zuverlässigkeit dieser

¹⁾ K. FAJANS, Phys. ZS. 14, 131 u. 136, 1913.

Methode ergab sich daraus, daß man für Ra A z. B. dasselbe Resultat — es muß in die sechste Gruppe gehören — erhielt, gleichgültig, ob man von Ra D oder von der Radiumemanation ausging. Gleich nach Erzielung dieser theoretischen Resultate haben P. BEER und O. GÖHRING mit mir eine experimentelle Prüfung der gezogenen Konsequenzen begonnen und wir haben kürzlich ¹⁾ die vorläufigen Ergebnisse unserer Versuche mitgeteilt.

Fast gleichzeitig mit meinen theoretischen Arbeiten haben G. v. HEVESY ²⁾ und A. RUSSELL ³⁾ sehr ähnliche Betrachtungen publiziert. Auch sie nehmen an, daß bei α -Strahlenumwandlungen eine Verschiebung um zwei Gruppen und bei β -Strahlenumwandlungen (nach RUSSELL auch bei strahlenlosen Umwandlungen) um eine Gruppe stattfindet; nach ihnen soll aber bei beiden Arten von Umwandlungen der Übergang sowohl zu höheren (nach rechts) wie zu niedrigeren (nach links) Gruppen möglich sein. v. HEVESY nahm dabei an, daß bei den Umwandlungen, die in den drei Reihen vor den Emanationen vor sich gehen, bei α -Strahlenumwandlungen der Übergang zu niedrigeren und bei β -Strahlenumwandlungen zu höheren Gruppen stattfindet, während nach den Emanationen nach ihm das Umgekehrte zutreffen soll. Die Schlüsse, die er in bezug auf die chemische Natur der noch nicht nach dieser Richtung untersuchten kurzlebigen Radioelemente gezogen hat, wichen fast sämtlich von den meinigen ab. RUSSELL nahm nur für einige Umwandlungen die umgekehrte Übergangsrichtung als ich an, so daß seine Resultate sich nur in bezug auf Act D (Th D, Ra C₂) und Ra A (Th A, Act A) von den meinigen unterschieden.

Die Entscheidung zwischen diesen drei Auffassungen war von der größten Wichtigkeit für den von mir in Angriff genommenen Versuch ⁴⁾ der Zurückführung des periodischen Systems auf die radioaktiven Umwandlungen: denn es dürften nur dann irgend welche weitergehende Schlüsse gezogen werden, wenn der Gruppenübergang eindeutig durch die Art der Umwandlung bestimmt ist. Inzwischen wurden die Resultate der Versuche von

¹⁾ Die Naturwissenschaften 1, 338 u. 339, 1913.

²⁾ Phys. ZS. 14, 49, 1913.

³⁾ Chem. News 107, 49, 1913.

⁴⁾ Ber. d. D. Chem. Ges. 46, 422, 1913.

A. FLECK¹⁾ bekannt, der die chemische Natur sehr vieler Radioelemente untersuchte. Es waren dies gerade die Elemente, in bezug auf welche die Voraussagen von RUSSELL mit den meinigen übereinstimmten. Seine Resultate bestätigten ausnahmslos unsere Schlüsse und entschieden somit gegen die Auffassung von v. HEVESY. Die Bestimmung der chemischen Natur von Act D und Ra A durch P. BEER und mich²⁾ hat schließlich gezeigt, daß auch in diesen Fällen meine Voraussagen richtig waren, wodurch diese Versuche auch gegen die RUSSELLsche Auffassung entschieden.

Es sei hinzugefügt, daß auch der Schluß, daß das Uran X aus zwei Elementen bestehen muß, den sowohl RUSSELL als ich aus unseren Betrachtungen gezogen haben, bestätigt wurde. Die Versuche, die O. GÖHRING auf meine Anregung zur Prüfung dieses Schlusses angestellt hat, führten in der Tat zur Entdeckung³⁾ eines neuen, sehr kurzlebigen Elementes; wir haben seine chemische Natur zwar noch nicht näher bestimmt, es wird sich aber, wie aus der Theorie folgt, wohl um das fehlende Analogon des Tantals handeln.

Es ist deshalb als sicher zu betrachten, daß bei jeder α -Strahlenumwandlung ein Übergang in die zweitnächste niedrigere, und bei jeder β -Strahlenumwandlung in die nächste höhere Gruppe derselben Horizontalreihe stattfindet, und daß die α -Strahlenumwandlungen der Emanationen aus der nullten Gruppe in die sechste Gruppe der nächsthöheren Horizontalreihe führen^{4) 5)}.

¹⁾ Chem. News 107, 68, 1913.

²⁾ Die Naturwissenschaften, I. c.

³⁾ Ebenda.

⁴⁾ Dadurch ist es sehr überzeugend gezeigt, daß der achten Gruppe des periodischen Systems keine selbständige Existenz zukommt, sondern daß die entsprechenden Triaden in die Lücken der nullten Gruppe gehören. Denn nur bei dieser Anordnung wird auch für die α -Strahlenumwandlungen der Emanationen das sonst allgemein gültige Gesetz aufrecht erhalten, daß dabei eine Gruppe — nämlich die siebente — übersprungen wird. Dieses Resultat deckt sich vollkommen mit dem aus seinen Valenzbetrachtungen gezogenen Schluß von ABEG (ZS. f. anorgan. Chem. 89, 368, 1904).

⁵⁾ Nach Kenntnismahme der Arbeiten von v. HEVESY, RUSSELL und mir hat auch F. SODDY (Chem. News 107, 97, 1913) sich zu diesen Fragen geäußert. Seine Ausführungen unterscheiden sich aber in keinem wesentlichen Punkte von den meinigen, außer daß er dank den ihm zur Verfügung stehenden Resultaten von FLECK die Gültigkeit der von mir vertretenen Auf-

II. Die radioaktiven Umwandlungen und der Bau der Atome.

Die obigen eindeutigen, überaus einfachen Beziehungen zwischen dem chemischen Charakter der Elemente und den Umwandlungen, die sie erleiden, scheinen mir sehr überzeugend zu zeigen, daß man die übliche Vorstellung, daß die radioaktiven Vorgänge tief im Inneren des Atoms stattfinden, aufgeben muß und daß für diese Vorgänge eben dieselben Regionen des Atoms in Betracht kommen wie für die chemischen Erscheinungen. Da die Gruppen des periodischen Systems die Maximalvalenz der Elemente in Verbindungen mit Sauerstoff angeben, so bedeuten die erwähnten Regelmäßigkeiten, daß diese Maximalvalenz bei einer α -Strahlenumwandlung um zwei Einheiten verkleinert wird, während sie bei β -Strahlenumwandlungen um eine Einheit vergrößert wird. Die Deutung dieser Verhältnisse kann nur in der Angabe eines Atommodelles bestehen, das sowohl den radioaktiven Vorgängen wie der Valenzfrage Rechnung zu tragen imstande ist.

Wenn man zunächst von der Valenzfrage absieht und nach einem Atommodell fragt, das die leichte Abspaltbarkeit des Heliums bei so vielen Atomen erklären könnte, so ist man gezwungen, die schon von vielen Seiten ausgesprochene Ansicht anzunehmen, daß das Heliumatom einen konstituierenden Bestandteil der schwereren radioaktiven Atome bildet. Es wurde auch frühzeitig von RUTHERFORD¹⁾ erkannt, daß die Unterschiede zwischen den Atomgewichten der leichten Elemente, die so oft

fassung, daß die Änderung des chemischen Charakters durch die Art der Umwandlung eindeutig bestimmt ist, an einer größeren Zahl von Beispielen demonstrieren konnte. Es muß auch bemerkt werden, daß sich in dieser Arbeit mehrere irrtümliche Angaben betreffend die Entwicklung der hier diskutierten Fragen befinden. Es hat RUSSELL (l. c.) nicht, wie von SODDY behauptet wird, den Satz ausgesprochen, daß bei jeder β -Strahlenumwandlung der Übergang in eine höhere Gruppe stattfindet, denn er nimmt ja an, daß auch der umgekehrte Übergang möglich sei. Auch v. HEVESY hat die ihm zugeschriebene Ansicht, daß die β -Strahlenumwandlungen mit einem Übergang um zwei Gruppen nach rechts verbunden seien, nicht geäußert. Es ist auch ganz verschwiegen worden, daß sowohl RUSSELL als auch v. HEVESY bei α -Strahlenumwandlungen Übergänge sowohl zu höheren wie zu niedrigeren Gruppen angenommen haben.

¹⁾ Radioaktive Umwandlungen, S. 193, 1907. Vgl. auch WULF, Phys. ZS. 12, 497, 1911.

sehr nahe vier Einheiten oder ganze Vielfache dieser Zahl betragen, für die Ausdehnung dieser Idee auch auf die leichten Elemente sprechen. Mit dieser Annahme kommt die Kernidee der PROUTSchen Hypothese wieder zur Geltung. Diese Hypothese scheiterte seinerzeit, als es sich herausstellte, daß die Atomgewichte der schwereren Elemente nicht ganze Vielfache des Wasserstoffs sind. Dasselbe gilt natürlich um so mehr für das Helium; auch als Summe ganzer Vielfachen der Atomgewichte dieser beiden Elemente lassen sich die Atomgewichte aller Elemente nicht darstellen. Erst dank den neuen Gesichtspunkten, welche durch die Einreihung der Radioelemente in das periodische System gewonnen wurden, kann diese Idee wieder aufgenommen werden.

III. Die komplexe Natur der Elemente.

Es wurde nämlich ¹⁾ wahrscheinlich gemacht, daß die gewöhnlichen Elemente Gemische mehrerer sehr ähnlicher Elemente darstellen, wonach die üblichen Atomgewichte als Mittelwerte mehrerer Atomgewichte anzusehen wären. Wegen der großen Bedeutung, die dieser Punkt für die folgenden Betrachtungen besitzt, seien hier ausführlicher als in den vorherigen Arbeiten die Gründe, die zu dieser Auffassung führten, auseinandergesetzt.

In der Tabelle ²⁾, die das Verhältnis der Radioelemente zum periodischen System ausdrückt, war bei ihrer Aufstellung die chemische Natur mehrerer Elemente nur theoretisch abgeleitet. Wie eingangs dieser Arbeit erwähnt, sind aber durch die inzwischen veröffentlichten Versuche sämtliche der bis jetzt geprüften Punkte bestätigt worden, so daß diese Tabelle vollkommen den heutigen Kenntnissen entspricht ³⁾. Sie zeigt nun unzweideutig, daß an Stellen, die sonst im periodischen System nur durch ein Element besetzt sind, Gruppen von mehreren Elementen sich befinden. Es wurde auch schon hervorgehoben, daß die

¹⁾ K. FAJANS, Ber. d. D. Chem. Ges., l. c.

²⁾ Phys. ZS. 14, 138, 1913.

³⁾ Nur die Annahme, daß die noch unbekannten Alkalimetalle Ra X, Th X, und Act X, in den Umwandlungsreihen zwischen Ra, Th X und Act X und den Emanationen sich befinden, kann nicht aufrecht erhalten werden (vgl. Ber. d. D. Chem. Ges., l. c., S. 425).

Elemente, die einer solchen Gruppe gehören, sich chemisch so weitgehend gleichen, daß sie für gewöhnliche chemische Methoden voneinander untrennbar sind, und daß deshalb eine solche Gruppe vom Standpunkte des MENDELEJEFFschen Systems, für das ja bis jetzt nur das chemische Verhalten maßgebend war, als ein Element zu betrachten sei. Für solche Gruppen untrennbarer Elemente, denen eine gemeinsame Stelle im periodischen System zukommt, möchte ich die Bezeichnung Plejade in Vorschlag bringen. Die Einzelbestandteile der Plejaden werden im folgenden als einfache Elemente bezeichnet.

1. Untrennbarkeit der Bestandteile einer Plejade. Gegen die in der Radiochemie von den meisten Autoren vertretene Auffassung, daß die Elemente einer Plejade einander so weitgehend ähneln, daß sie überhaupt chemisch untrennbar sind, könnte folgender Einwand gemacht werden. Die meisten Radioelemente sind nur in äußerst geringen Quantitäten zu haben, und man könnte denken, daß die Untrennbarkeit wohl nur scheinbar sei und den Schwierigkeiten der Operationen mit kleinen Substanzmengen zuzuschreiben ist. Es ist nicht schwer, diesen Einwand zu widerlegen. Bei der Untersuchung der seltenen Erden hatte man in der Tat oft sehr große Schwierigkeiten bei Trennungen von kleinen Substanzmengen, die sich aber beseitigen ließen, als größere Materialmengen zur Verfügung standen. Diese Schwierigkeiten beruhen einerseits auf der Unmöglichkeit, mit geringen Substanzmengen ausgedehnte Fraktionierungsverfahren auszuarbeiten, andererseits an dem Fehlen eines quantitativen Kriteriums, das nach wenigen Operationen zu entscheiden gestattet, ob der eingeschlagene Weg eine Anreicherung wird erzielen lassen. Beides trifft jedoch für die Radioelemente nicht zu. Man ist nämlich hier erstens gar nicht darauf angewiesen, mit sehr kleinen Substanzmengen zu arbeiten: für Versuche der Trennung des RaD vom Blei, des Radiothoriums oder Ioniums vom Thorium, des Urans II vom Uran I usw. stehen beliebig große Substanzmengen zur Verfügung. Es ist nur das eine Element — das kurzlebige — in kleinen Mengen vorhanden. Und in den radioaktiven Eigenschaften dieses kurzlebigen Bestandteiles dieses Gemisches hätte man ein so sicheres und genaues quantitatives Kriterium für die Beurteilung der Trennbarkeit, daß auch die zweite der oben genannten Schwierigkeiten wegfällt.

Trotzdem sind bis jetzt alle Versuche, die Bestandteile einer Plejade voneinander zu trennen, vollkommen erfolglos geblieben. Es seien hier nur die mühevollen Untersuchungen von Mc Coy und W. Ross ¹⁾, B. KEETMAN ²⁾, AUER VON WELSBACH ³⁾, W. MARCKWALD ⁴⁾, F. SODDY ⁵⁾, A. FLECK ⁶⁾ erwähnt, die in den verschiedenen Fällen eine große Reihe von Methoden wiederholt angewandt haben, ohne eine Andeutung für die Trennbarkeit zu bekommen. Daß übrigens diese Untrennbarkeit auch nicht daher rührt, daß eventuell die Stoffe bei den großen Verdünnungen, in denen sich gewöhnlich der kurzlebige Bestandteil befindet, andere Eigenschaften besitzen, als sie bei ungefähr gleicher Beteiligung der beiden Komponenten des Gemisches haben würden, kann man aus dem Folgenden schließen: Es gibt gute Gründe ⁷⁾ für die Annahme, daß in den aus Pechblende abgeschiedenen Ionium-Thorium-Präparaten der Ioniumgehalt mehrere Prozente beträgt, aber auch mit diesen gelang es AUER VON WELSBACH nicht, eine Trennung des Ioniums vom Thorium zu bewirken.

Es kann deshalb wohl keinem Zweifel unterliegen, daß man es hier mit einem Grad von chemischer Ähnlichkeit zu tun hat, wie er vor der Entdeckung der Radioelemente in der Chemie nicht bekannt war. Nur durch die verschiedenen radioaktiven Eigenschaften hat man die einzelnen Elemente einer Plejade als gesonderte Individuen kennen gelernt. Es soll nun nicht behauptet werden, daß es nie gelingen wird, durch irgendwelche chemische Operationen solche Elemente voneinander zu trennen, obwohl das Gegenteil sehr wenig wahrscheinlich ist; es ist aber sicher, daß, wenn die gewöhnlichen Elemente ebensolche Gemische vorstellen, wie die Plejaden der Radioelemente, wir bis jetzt keine Möglichkeit hätten, etwas darüber zu erfahren. Schon dieses Resultat würde zu der Vermutung berechtigen, ob nicht auch die gewöhnlichen Elemente Gemische untrennbarer Elemente seien, und sie wurde vor einigen

¹⁾ Journ. Amer. Chem. Soc. **29**, 1709, 1907.

²⁾ Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **6**, 269, 1909.

³⁾ Wiener Ber. **119** [2a], 1011, 1910.

⁴⁾ Ber. d. D. Chem. Ges. **43**, 3420, 1910.

⁵⁾ Journ. Chem. Soc. **99**, 72, 1911.

⁶⁾ l. c.

⁷⁾ Vgl. F. SODDY, Chem. News **107**, 99, 1913.

Jahren von D. STRÖMHOLM und T. SVEDBERG ¹⁾ und F. SODDY ²⁾ in ähnlichem Zusammenhang geäußert.

Als besonders wahrscheinlich, für das Element Blei sogar als notwendig, muß aber die Annahme der komplexen Natur auch der nichtradioaktiven Elemente dank den jetzt gewonnenen Aufschlüssen ³⁾ über die Grundlagen des periodischen Systems gelten.

2. Gründe für die Umwandelbarkeit aller Elemente. Es wurde ja gezeigt, daß in den untersten zwei Reihen des periodischen Systems mehr als 30 Elemente mit den verschiedensten Atomgewichten an wenigen freien Stellen der gewöhnlichen Anordnung sich befinden; trotzdem gelang es, diese zwei Reihen vollkommen dem ganzen System anzupassen, als unter Berücksichtigung allein der chemischen Eigenschaften der Radioelemente die Plejaden als ein Element betrachtet wurden und als diesem komplexen Element ein rationell gewähltes Atomgewicht zugeschrieben wurde. Dieses Resultat beweist, daß jedenfalls diese zwei untersten Reihen als Resultat der Gesetze der Umwandlungen der Elemente anzusehen sind. Diese zwei Reihen unterscheiden sich aber außer dem hohen Atomgewicht der betreffenden Elemente sonst in keiner Hinsicht von den übrigen, und man wird deshalb annehmen müssen, daß der unzweideutige Zusammenhang zwischen allen Elementen, die das MENDELEJEFFsche System ausdrückt, in ihren genetischen Beziehungen besteht ⁴⁾. Daß diese Umwandlungen der Elemente gerade das periodische System ergeben, erklärt sich aus dem von mir geführten Nachweis, daß auch die bis jetzt sicher festgestellten Umwandlungen — die der radioaktiven Elemente — periodischen Charakter besitzen. Man wird sich vorstellen müssen, daß die Umwandlungen von den schwersten Elementen bis zu den leichtesten durch das ganze System durchgehen, und die natürlichste Annahme ist, daß diese Umwandlungen die Fortsetzung der drei bekannten radioaktiven Reihen, die von Uran, Thorium und Aktinium ihren Ursprung nehmen, bilden. Die sogenannten Endprodukte dieser

¹⁾ ZS. f. anorg. Chem. **63**, 197, 1909.

²⁾ Journ. Chem. Soc. **99**, 72, 1911.

³⁾ K. FAJANS, l. c., vgl. auch Chem.-Ztg. **37**, 242, 1913.

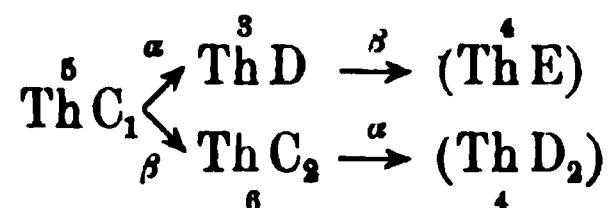
⁴⁾ Wie auf Grund dieser an sich durchaus nicht neuen Auffassung die Verhältnisse der Häufigkeit des Vorkommens der Elemente einfach gedeutet werden können, wird in einer bald zu erscheinenden Arbeit auseinandergesetzt (vgl. auch Chem.-Ztg., l. c.).

Reihen wären nach dieser Auffassung die ersten Glieder der Reihe, die zu langlebig sind, damit ihre Umwandlungen noch durch die heute zur Verfügung stehenden Methoden nachweisbar seien. Nun gibt es aber drei solche Umwandlungsreihen, und das Bestehen der Plejaden kommt zum Teil daher, daß, beginnend mit Radium, Thorium X und Aktinium X, die sich chemisch vollkommen entsprechen und in eine Plejade gehören, in allen drei Reihen die Umwandlungen in derselben Weise verlaufen: denn diese chemisch identischen Elemente unterliegen der gleichen Art der Umwandlung, wodurch wiederum chemisch identische Elemente entstehen, und diese Erscheinung wiederholt sich bis an das Ende der drei Reihen. Wenn nun diese drei Reihen weiter bis zu den leichtesten Elementen durchgehen, so muß jedes Element ein Gemisch von mindestens drei sich chemisch weitgehend gleichenden Elementen darstellen. Wenn dabei die Umwandlungen zwischen den Gruppen des periodischen Systems auch weiter so oszillieren, wie es bei den radioaktiven Umwandlungen der Fall ist, so können in manchen Plejaden noch mehr sich gleichende Elemente existieren.

3. Die Möglichkeit des Zusammentreffens der Umwandlungsreihen. Die letzten Schlüsse können aber folgender Einschränkung unterliegen: sie gelten nur unter der Voraussetzung, daß die drei Reihen auch weiter unabhängig voneinander verlaufen, ohne bei irgend einem Element zusammenzufallen, welche Möglichkeit sich von vornherein nicht ausschließen läßt. Betrachten wir z. B. die Aktiniumreihe, die an irgend einer noch nicht sicher bekannten Stelle der Uran-Radiumreihe abzweigt, und nehmen wir an, daß das von mir dem Aktinium hypothetisch¹⁾ zugeschriebene Atomgewicht 226,5 richtig ist. Das unbekannte β -Strahlenumwandlungsprodukt des in die Thalliumplejade gehörenden ActD muß in die Bleiplejade gehören, und sein Atomgewicht ergibt sich zu 206,5, was mit dem Atomgewicht des Bleies, das aus Polonium entsteht, identisch ist. Es ist deshalb nicht ausgeschlossen, daß es sich hier um dasselbe Element handelt; daß aber auch das Gegenteil möglich ist, ergibt sich daraus, daß z. B. ActA und RaC' oder ActB und RaD, die in die gleiche Plejade gehören und, wenn das obige Atomgewicht

¹⁾ Vgl. Phys. ZS. 14, 141, 1913.

des Aktiniums richtig ist, das gleiche Atomgewicht besitzen, doch verschiedene Elemente darstellen, denn ihre Zerfallsgeschwindigkeit und ihre Umwandlungsprodukte sind verschieden. Dieselbe Möglichkeit des Zusammentreffens der Umwandlungsreihen muß man bei den Verzweigungen in der Radium- und Thoriumreihe berücksichtigen. In der Thoriumreihe gilt das Schema:



Die radioaktiv nicht mehr nachweisbaren ThE und ThD₂ haben das gleiche Atomgewicht und gehören beide in die Blei-plejade. Die Identität dieser zwei Produkte würde nur zur Voraussetzung haben, daß die verschiedenen Atome desselben Elementes ungleiche Energiebeträge besitzen können, denn wegen der verschiedenen Geschwindigkeit der α -Teilchen des ThC₁ und ThC₂ sind die Energieverluste auf den zwei Umwandlungswegen ungleich. Ebenso verhält es sich mit der Frage, ob das Umwandlungsprodukt des RaC₂ mit RaD identisch ist oder eine neue Bleisorte darstellt.

Wenn aber auch mit der Möglichkeit des Zusammentreffens der Umwandlungsreihen zu rechnen ist und sich deshalb von vornherein nicht angeben läßt, wieviel Bleisorten überhaupt existieren, so gilt jedenfalls der in den früheren Arbeiten gezogene Schluß, daß es mindestens zwei¹⁾ geben muß, das Uranblei — Umwandlungsprodukt des RaF — und das Thoriumblei²⁾ — Umwandlungsprodukt des ThC₂ und ThD — mit einem Atomgewichtsunterschied von zwei Einheiten. Man ersieht auch, daß wegen dieser Atomgewichtsdifferenz zwischen den sich entsprechenden Produkten der Thorium- und der Uran-Radiumreihe ein Zusammentreffen dieser zwei Reihen nur dann denkbar ist, wenn an irgend einer Stelle der zwei Reihen eine neue Art von Um-

¹⁾ Wenn man die kurzlebigen B-Produkte und das RaD nicht mitrechnet.

²⁾ Daß der Bleigehalt von sehr uranarmen Thormineralien viel kleiner ist als von gleich alten Uranmineralien, erklärt sich durch die Tatsache, daß die Lebensdauer des Thoriumbleies, wie aus den von mir gefundenen Gesetzmäßigkeiten (Chem.-Ztg., l. c.; sie werden bald a. a. O. ausführlicher besprochen) der Lebensdauer der Bestandteile einer Plejade folgt, kleiner sein muß als die des Uranbleies.

wandlungen, z. B. mit Abspaltung von Wasserstoff, eintritt, denn durch Helium- oder β -Strahlenumwandlungen kann diese Atomgewichtsdifferenz nicht ausgeglichen werden.

4. Experimentelle Methoden zur Prüfung der Annahme der komplexen Natur der Elemente. Wenn somit wegen der letztgenannten Möglichkeit der Schluß, daß von allen Elementen bis zu den leichtesten mehrere Sorten mit verschiedenem Atomgewicht vorhanden sind, nicht so überzeugend begründet werden kann, wie dies für Blei und die Radioelemente gelungen ist, so scheint doch diese Hypothese eine so große Fruchtbarkeit als heuristisches Prinzip zu versprechen, daß sie für das Folgende als Grundlage angenommen wird.

Es gibt zwei Wege, um diese Hypothese experimentell zu prüfen. Der eine besteht, wie schon in den vorherigen Arbeiten erwähnt, in der Untersuchung der Atomgewichte von Blei und Wismut aus verschiedenen radioaktiven Mineralien. Versuche nach dieser Richtung sind im hiesigen Institut in Angriff genommen worden. Andererseits bietet die Untersuchung der Kanalstrahlen mit Hilfe der Methode der elektrischen und magnetischen Ablenkung auch eine Möglichkeit, diese Frage zu entscheiden¹⁾. Denn hier kommt nur das Verhältnis der Ladung zur Masse in Betracht, so daß die chemisch untrennbaren Bestandteile einer Plejade, dank ihren verschiedenen Atomgewichten, auf diesem Wege nachweisbar sein müßten²⁾.

IV. Das Heliumatom und das Wasserstoffatom als Komponenten der schwereren Atome.

Vom Standpunkte der Annahme der komplexen Natur der Elemente muß man mit der Möglichkeit rechnen, daß die üblichen

¹⁾ In diesem Zusammenhang ist ein neuerdings von J. J. THOMSON (Engineering 95, 126, 1913) mitgeteiltes Resultat von größtem Interesse. Er fand bei der Untersuchung der Kanalstrahlen der Edelgase der Atmosphäre neben der Neonline (Atomgewicht 20) eine schwächere Linie, die dem Atomgewicht 22 entspricht. Sollte diese Linie stets bei Neon auftreten, so wird man wohl berechtigt sein anzunehmen, daß es sich um ein neues Glied der Neonplejade handelt.

²⁾ Die Herren H. VON DECHEND und W. HAMMER hatten die Freundlichkeit, mir mitzuteilen, daß sie Versuche nach dieser Richtung auszuführen beabsichtigen.

Atomgewichte Mittelwerte sind. Es erscheint deshalb als gegenstandslos, zu versuchen, die Atomgewichte aller Elemente als ganze Vielfache des Atomgewichtes eines Elementes darzustellen, wie es PROUT tat, oder als Summe ganzer Vielfachen der Atomgewichte mehrerer Urelemente, wie man es in der später noch zu erwähnenden NICHOLSONschen Theorie findet. Es wird aber von diesem Gesichtspunkte aus wieder die Kernidee der PROUTschen Hypothese verlockend, ob man, obwohl die Atomgewichte aller Elemente sicher nicht ganze Vielfache eines der leichteren sind, doch nicht sie alle aus einem aufgebaut sich denken kann. Die Tatsache, daß bei den radioaktiven Umwandlungen bis jetzt immer nur, das Ausschleudern von Heliumatomen konstatiert wurde, könnte als die Stütze einer solchen Hypothese aufgefaßt werden, wenn das Heliumatom der einzige konstituierende Bestandteil aller schwereren Atome sein sollte. Folgende Betrachtung spricht aber entschieden gegen eine solche Annahme.

Das Lithium mit dem Atomgewicht 7 könnte als Gemisch zweier Elemente, deren Atomgewichte ganze Vielfache der des Heliums sind, nur dann betrachtet werden, wenn das eine von ihnen ein kleineres Atomgewicht als das Lithium selbst hätte, d. h. Helium sein würde. Nun müssen die einfachen Elemente, die eine Plejade zusammensetzen, natürlich außerordentlich ähnlich sein: wenn auch ein Element, bestehend aus zwei Heliumatomen, die Eigenschaften des Lithiums haben könnte, so trifft das für das Helium selbst natürlich nicht zu, das Lithium kann also unmöglich als nur aus Helium bestehend angesehen werden.

Weiterhin schließt auch die Tatsache, daß, wie bei der Einordnung der Radioelemente in das periodische System gezeigt wurde, die Atomgewichte der einfachen Elemente einer Plejade um zwei Einheiten sich unterscheiden, die obige Annahme aus.

Daß die dort angegebenen Atomgewichte wirklich innerhalb der Versuchsfehler der Atomgewichtsbestimmungen den einfachen Elementen zukommen und nicht auch selbst Mittelwerte darstellen, ergibt sich aus folgendem. Das aus Mineralien gewonnene Uran stellt ein Gemisch zweier Elemente, des Uran I und des Uran II dar, deren Atomgewichte, wie aus ihren genetischen Beziehungen folgt, sich um vier Einheiten voneinander unterscheiden müssen. In diesem Gemisch sind die beiden Bestandteile in Quantitäten vorhanden, die proportional ihrer Lebens-

dauer sind. Die Halbwertszeit des Uran I beträgt nun $5 \cdot 10^9$ Jahre; die des Uran II ist zwar nur indirekt aus der Reichweite seiner α -Strahlen von H. GEIGER und J. M. NUTALL¹⁾ zu etwa 10^6 Jahren abgeleitet worden, die Unsicherheit beträgt aber kaum mehr als eine Zehnerpotenz. Somit beträgt die Menge des Uran II jedenfalls weniger als 1 Proz. der des Uran I und deshalb kann das experimentell bestimmbare Atomgewicht des Urans erst in der zweiten oder dritten Dezimale von dem Atomgewicht des Uran I abweichen. Ähnliches trifft für das Atomgewicht des Thoriums zu. Das von ihm untrennbare kurzlebige Radiothorium (Halbwertszeit zwei Jahre) hat natürlich keinen bemerkbaren Einfluß auf dieses Atomgewicht. Aber auch das andere von Thorium untrennbare Element Ionium kommt in den für die Thoriumgewinnung in Betracht kommenden Mineralien nur in Quantitäten vor, die jedenfalls unterhalb $\frac{1}{10000}$ des Thoriumgehaltes bilden.

Es kommen somit die experimentellen Atomgewichte des Urans (238,53) und Thoriums (232,49) einfachen Elementen zu und ihre Differenz müßte ein Vielfaches von 4 sein, wenn Helium der einzige Bestandteil aller schwereren Atome wäre. Da dies aber nicht der Fall ist, so muß deshalb mindestens noch ein zweiter Bestandteil angenommen werden.

Es ist aus folgenden Gründen sehr wahrscheinlich, daß es der Wasserstoff ist. Wenn man bis jetzt zwar direkt noch bei keiner radioaktiven Umwandlung die Abspaltung von Wasserstoff beobachtet hat, so ist doch anzunehmen, wie B. BOLTWOOD²⁾ zuerst hervorgehoben hat, daß auch dieses Element als Umwandlungsprodukt der Elemente auftritt. Man findet den Wasserstoff nämlich neben dem Helium als Bestandteil der Gase vieler radioaktiven Mineralien. Man könnte zwar denken, daß dieser Wasserstoff nicht radioaktiven Ursprungs sei, sondern durch chemische Prozesse aus dem Wasser der Mineralien entstanden ist. Wie BOLTWOOD aber hervorhebt, kann im Gegenteil sogar der Wassergehalt dieser Mineralien als ein Argument für eine primäre radioaktive Wasserstoffabspaltung (und nachheriger Oxydation) angesehen werden: denn man kann sich sonst schwer erklären, auf welche Weise Wasser in diese Mineralien, die kompakt genug

¹⁾ Phil. Mag. (6) 23, 439, 1912.

²⁾ Sill. Journ. (4) 20, 253, 1905.

sind, um das Helium festzuhalten, von außen eindringen sollte¹⁾. Es wird noch weiter auseinandergesetzt, welche Elemente wahrscheinlich Wasserstoffumwandlungen unterliegen.

Ein weiterer Grund für die Annahme, daß das Wasserstoffatom ein Bestandteil der schwereren Atome ist, bildet folgende Tatsache.

Das Uran X_1 entsteht aus Uran I durch Abspaltung eines Heliumatoms; sein Atomgewicht beträgt somit 234,5, während das des Thoriums 232,49 ist. Der Unterschied von gerade zwei Einheiten würde durch die Annahme, daß Uran X_1 zwei Wasserstoffatome mehr als Thorium enthält, oder ein Heliumatom mehr und zwei Wasserstoffatome weniger, erklärt sein. Bindend ist dieser Schluß allerdings nicht, denn es soll zwar nach B. BRAUNER²⁾ die Ungenauigkeit des Atomgewichtes des Thoriums nur wenige Einheiten der zweiten Dezimale betragen, bei dem des Urans ist aber schon die erste Dezimale nicht vollkommen sicher³⁾. Eine möglichst genaue Neubestimmung dieser zwei Atomgewichte würde in diesem Zusammenhange von der größten Bedeutung sein.

V. Die Struktur der Atome und die Valenz der Elemente.

Wir wollen uns also auf den Standpunkt stellen, daß das Heliumatom und das Wasserstoffatom die einzigen Bestandteile aller schwereren Atome sind. Die Zusammensetzung aller Elemente aus diesen zwei Bestandteilen wird in einer späteren Arbeit diskutiert, gleichzeitig mit dem Versuch, das ganze periodische System als Resultat der Umwandlungen der Elemente darzustellen. Hier sollen nur noch die allgemeinen Konsequenzen, die sich aus dieser Auffassung für die Deutung des Valenzproblems und der radioaktiven Vorgänge ergeben, betrachtet werden.

Das Heliumatom tritt nach Ausschleuderung bei den bis jetzt studierten radioaktiven Umwandlungen immer mit einer doppelten positiven Ladung auf, d. h. ein α -Teilchen stellt ein Heliumatom dar, das zwei negative Elektronen verloren hat. Die Frage, ob das aus dem Atomverband losgelöste Heliumatom diese Ladung

¹⁾ Weitere Gründe vgl. BOLTWOOD, l. c.

²⁾ Vgl. ABBEG, Handbuch d. anorg. Chem, Bd. III, 2, 813, 1909.

³⁾ Vgl. T. RICHARDS und B. MERIGOLD, ZS. f. anorg. Chem. 81, 270, 1902; OECHSNER DE CONINCK, C. R. 152, 711, 1179, 1911 u. 155, 1912.

primär besitzt oder erst später durch Ionisation erhält, beantwortet RUTHERFORD¹⁾ in dem Sinne, daß keine Tatsachen vorliegen, die gegen die erste Auffassung sprechen würden. Sie erscheint als die bei weitem wahrscheinlichere. Aus welchen Regionen des Atoms kommt nun ein solches geladenes Heliumatom? Wie am Anfang der Arbeit hervorgehoben wurde, zwingen die einfachen Beziehungen zwischen den radioaktiven Vorgängen und dem chemischen Charakter der Elemente zu der Auffassung, daß diese Vorgänge nicht tief im Inneren der Atome stattfinden, sondern daß für sie die äußeren Regionen allein in Betracht kommen können. Wir müssen also annehmen, daß dasjenige Heliumatom, das bei der α -Strahlenumwandlung eines Atoms ausgeschleudert wird, an seiner Oberfläche sich befand. Und es genügt dann, die Annahme zu machen, daß dieses Heliumatom schon im Atomverband die Fähigkeit besitzt, zwei Elektronen abzuspalten und daß diese Elektronen sogenannte Valenzelektronen des betreffenden Atoms sind, um die Verschiebung um zwei Gruppen nach links im periodischen System bei α -Strahlenumwandlungen zu erklären. Denn es wird dabei ein Bestandteil des Atoms abgetrennt, von dem zwei seiner positiven Valenzen herrührten, seine Maximalvalenz in Verbindungen mit Sauerstoff — und diese wird ja durch die Gruppen des periodischen Systems angegeben — muß deshalb um zwei vermindert werden. Voraussetzung ist dabei, daß außer dieser Abtrennung des Heliumatoms keine andere Umgestaltung der Oberfläche des sich umwandelnden Atoms stattfindet²⁾. Durch diese Auffassung wird die Valenz der Atome zum Teil dem sie konstituierenden Helium zugeschrieben. Man wird annehmen müssen, daß der konstituierende Wasserstoff eine ähnliche Rolle zu spielen vermag, und daß auch die Wasserstoffatome als Bestandteile der schwereren Elemente imstande sind, Elektronen abzutrennen, die als Valenzelektronen dieser Elemente zum Vorschein kommen. Nun hat man noch nie beobachtet, daß ein Wasserstoffatom mehr als ein Elektron abspaltet, auch bei Kanalstrahlen tritt es immer nur mit einfacher positiver Ladung hervor, während das Helium-

¹⁾ Radioactive Transformations 1913.

²⁾ Eine Kontraktion oder Dilatation des ganzen Atoms, die man ja wegen des verschiedenen Atomvolumens der Elemente der verschiedenen Gruppen annehmen muß, steht nicht im Widerspruch mit dieser Auffassung.

atom sowohl in α -Strahlen, wie in Kanalstrahlen auch zwei Elektronen abzugeben vermag. Das legt den Schluß nahe, daß auch das konstituierende Wasserstoffatom nur eine Valenz wird beitragen können. Es ist dann aber zu erwarten, daß, falls radioaktive Umwandlungen vorkommen, bei welchen ein Wasserstoffatom ausgeschleudert wird, das eine ähnliche Rolle im Aufbau des radioaktiven Atoms spielte, wie das in Form des α -Teilchens abspaltbare Heliumatom, die Maximalvalenz des zerfallenden Atoms bei solchen Prozessen um eins vermindert wird; das entstehende Element müßte also in die nächstniedrigere Gruppe des periodischen Systems gehören als seine Muttersubstanz.

Wie ich kürzlich gezeigt habe¹⁾, ist vom systematischen Standpunkte aus am natürlichsten anzunehmen, daß die Elemente der seltenen Erden im periodischen System alle zwischen die dritte und vierte Gruppe derselben Horizontalreihe verteilt sind. Vom Standpunkte des genetischen Zusammenhanges wurde diese Stellung so gedeutet, daß es sich um Umwandlungen handelt, die zwischen diesen zwei Gruppen oszillieren, so daß die Umwandlungen der Elemente der vierten Gruppe eine Verschiebung in die nächstniedrigere Gruppe hervorrufen sollte. Auf Grund der obigen Valenzhypothese habe ich daraus geschlossen, daß es sich bei einem solchen Übergang um Umwandlungen handeln muß, die mit Ausschleuderung eines Wasserstoffatoms [oder eines Atoms eines anderen unbekannten Urelementes²⁾] stattfinden, denn Heliumumwandlungen sind ja mit einer Verschiebung um zwei Gruppen nach links verbunden.

Ich habe dabei übersehen, daß es schon Tatsachen gibt, die als eine Bestätigung dieser Auffassung angesehen werden können. Wie vorher erwähnt wurde, gibt es Mineralien, die einen Wasserstoffgehalt aufweisen, und es zeigt sich, daß dies durchweg³⁾ Mineralien sind, die seltene Erden als nicht unwesentlichen Bestandteil enthalten. Dasselbe trifft auch für die meisten der-

¹⁾ Ber. d. Deutsch. Chem. Ges., l. c.; vgl. auch BENEDICKS, ZS. f. anorg. Chem. 89, 41, 1904; E. BAUR, ZS. f. physik. Chem. 76, 569, 1911.

²⁾ Die Annahme, daß außer dem Helium und Wasserstoff noch andere Urelemente bei radioaktiven Vorgängen auftreten können, möchte ich nicht aufrecht erhalten.

³⁾ Vgl. W. RAMSAY, J. N. COLLIE und M. TRAVERS, Journ. chem. Soc. 67, 684, 1895.

jenigen Mineralien zu, aus deren Wassergehalt BOLTWOOD auf das Vorhandensein von Wasserstoffumwandlungen geschlossen hat. Eine nähere Untersuchung, ob es einen einfachen Zusammenhang zwischen dem Alter dieser Mineralien, dem Gehalt an seltenen Erden und dem Wasserstoffgehalt gibt, würde wesentlich zur Klärung dieser Frage beitragen. Es ist vielleicht auch nicht aussichtslos, die seltenen Erden auf eine direkte langsame Wasserstoffbildung zu untersuchen.

Es sei aber erwähnt, daß es noch eine andere radioaktive Entstehungsmöglichkeit vom Wasserstoff in diesen Mineralien gibt. Viele von ihnen enthalten auch Uran- und Thorium, und wenn diese Elemente genetisch zusammenhängen sollten¹⁾, so müßte man auch hier Wasserstoffumwandlungen annehmen. Es könnte z. B. das Uran II der sechsten Gruppe (Atomgewicht 234,5) durch zwei sukzessive Wasserstoffumwandlungen das Thorium (232,5) der vierten Gruppe geben. Als alleinige Quelle des Wasserstoffs kann aber diese Umwandlung schon deshalb nicht gelten, weil z. B. Columbit²⁾ viel Wasserstoff, aber kein Thorium enthält.

Durch die Annahme, daß ein Teil (die der vierten Gruppe) der Elemente der seltenen Erden Wasserstoffumwandlungen erleidet, ist eine Möglichkeit gegeben, ihre Ausnahmestellung im periodischen System zu deuten. Man muß bei ihrer Einreihung, ebenso wie bei den Plejaden der Radioelemente und den als Gemische aufgefaßten übrigen Elementen, mehreren Elementen einen gemeinsamen Platz im gewöhnlichen System zuweisen. Der Unterschied, den sie dabei zeigen, liegt nur darin, daß, während in anderen Fällen diese Gemische chemisch untrennbar sind, die seltenen Erden sich trennen lassen. Es scheint also die Übereinstimmung des Atombaues zweier Elemente A und A' , die durch die Umwandlungen $A \xrightarrow{H} B \xrightarrow{\beta} A'$ genetisch verknüpft sind, nicht so weit zu gehen, als das bei den Umwandlungen $A \xrightarrow{He} C \xrightarrow{\beta} B \xrightarrow{\beta} A'$ der Fall ist.

Eine ähnliche Ausnahmestellung kommt auch den Triaden der bisherigen achten Gruppe zu, die ja auch Plejaden darstellen, in welchen aber die chemische Ähnlichkeit noch weniger aus-

¹⁾ Vgl. B. BOLTWOOD, l. c.

²⁾ W. RAMSAY, J. N. COLLIE und M. TRAVERS, l. c. J. SCHILLING, Das Vorkommen der seltenen Erden im Mineralreich, München 1904, S. 56.

geprägt ist als bei den seltenen Erden. Es ist auch hier der Grund in anormalen Umwandlungen zu suchen; vielleicht hat man es auch in diesen Fällen mit Wasserstoffumwandlungen zu tun. Für die Deutung aller übrigen Teile des periodischen Systems wird man, wie es scheint, mit der Annahme von nur Helium- und β -Strahlenumwandlungen auskommen können.

Auf Grund der obigen Ansichten über den Ursprung der Valenz der Elemente kann man sich auch eine Vorstellung über das Wesen einer β -Strahlenumwandlung machen. Zur Erklärung der Tatsache, daß bei diesen Umwandlungen die Maximalvalenz um eins steigt, genügt die Annahme, daß dabei ein Heliumatom aus einer tieferen Schicht des Atoms an die Oberfläche kommt und ein Wasserstoffatom von der Oberfläche ins Innere verschwindet. Sollten bei den Umwandlungen Mesothorium I \rightarrow Mesothorium II und Aktinium \rightarrow Radioaktinium auch fernerhin keine Strahlen nachzuweisen sein, so müßte auch für sie ein ähnlicher Mechanismus gelten, denn auch sie sind mit einem Übergang in die nächsthöhere Gruppe des periodischen Systems verbunden. Für die Annahme, daß es Umwandlungen gibt, bei denen sowohl α - als β -Strahlen auftreten, liegen noch keine zwingenden Gründe vor. Die Fälle $\text{RaC} \rightarrow \text{RaD}$, $\text{ThC} \rightarrow \text{ThD}$ und $\text{ActC} \rightarrow \text{ActD}$, die RUSSELL¹⁾ als solche betrachtete, sind es jedenfalls nicht²⁾. Die Umwandlungen des Radiums und ThX, die zu den Emanationen führen, verhalten sich in chemischer Hinsicht wie gewöhnliche α -Strahlenumwandlungen, so daß die β -Strahlen dieser Elemente wohl auf Verzweigungen hindeuten. Auch der Fall des Radioaktiniums 2³⁾ harrt noch einer Aufklärung.

Die obigen Annahmen über den Ursprung der Valenz der Elemente wurden hier nur so weit entwickelt, als dies zur Deutung der radioaktiven Vorgänge nötig war. Es ist aber klar, daß sie, vereinigt mit der hier angedeuteten Strukturtheorie der Elemente, zu einer allgemeinen Theorie der Valenz führen müssen. Diese Fragen werden in einer späteren Arbeit behandelt und es sei nur vorausgenommen, daß es auf diesem Wege leicht gelingt,

¹⁾ Chemical News 107, 49, 1913.

²⁾ Vgl. E. MARSDEN u. C. G. DARWIN, Proc. Roy. Soc. (A) 87, 17, 1912; L. MEITNER, Phys. ZS. 13, 623, 1912; K. FAJANS, Phys. ZS. 13, 699, 1912; Habilitationsschrift, Karlsruhe 1912.

³⁾ Vgl. A. RUSSELL, l. c.

die Maximalvalenz aller Elemente der zwei ersten Horizontalreihen des periodischen Systems richtig abzuleiten.

VI. Beziehung zu anderen Theorien.

Die obige Annahme, daß alle schwereren Elemente nur aus Wasserstoff und Helium aufgebaut sind, hat Berührungspunkte mit den Ansichten, die E. RUTHERFORD und J. W. NICHOLSON über den Bau der Atome geäußert haben. RUTHERFORD¹⁾ nimmt auch an, daß Wasserstoff und Helium die Bestandteile aller schwereren Atome bilden; er stellt sich dabei vor, daß die ganze positive Elektrizität dieser Uratome im Zentrum des schwereren Atoms vereinigt ist, während die negativen Elektronen in konzentrischen Ringen um diesen Kern angeordnet sind. Das α -Teilchen, das nach ihm einfach zwei freie positive Ladungen vorstellt, wird also beim radioaktiven Zerfall aus dem Inneren des sich umwandelnden Atoms ausgeschleudert, was im Gegensatz zu der hier vertretenen Ansicht steht, daß es von den äußersten Schichten des Atoms kommt.

NICHOLSON²⁾, dessen Theorie außerordentlich verlockend ist, weil sie wohl den ersten konsequent durchgeführten Versuch darstellt, die Masse der Atome auf rein elektromagnetische Basis zurückzuführen, nimmt drei Urelemente an: Wasserstoff, Nebulium und Protofluor; sie sollen je aus einem positiven Kern mit drei, vier und fünf Ladungen, umgeben von einem Ring mit der entsprechenden Zahl von negativen Elektronen, bestehen. Das Helium soll aus Nebulium und Protofluor zusammengesetzt sein. Diese Vorstellungen lassen die Deutung der Tatsache zu, daß ein Wasserstoffatom nur ein Elektron leicht abspaltet, während das aus zwei einfacheren Elementen bestehende Helium auch zwei abzugeben vermag. Wenn man diese NICHOLSONsche Annahme über den Bau des Heliums beibehält, so unterscheidet sich die hier vertretene Auffassung, daß Helium und Wasserstoff die einzigen Bestandteile der schwereren Atome sind, nur durch folgenden Punkt von seiner Theorie: während NICHOLSON seine drei Urelemente an dem Aufbau der anderen sich in allen Verhältnissen beteiligen läßt — er braucht diese Annahme, um die Atomgewichte aller

¹⁾ Phil. Mag. 21, 669, 1911; Radioactive Substances 1913, S. 616.

²⁾ Phil. Mag. 22, 1911; vgl. auch Die Naturwissenschaften 1, 239, 1913.

Elemente als Summe ganzer Vielfachen des Wasserstoffs, Nebuliums und Protofluors darzustellen —, ist nach unserer Ansicht das Nebulium und Protofluor immer zusammen in gleicher Menge in den schwereren Atomen vertreten. Für die Annahme, daß letztere Elemente auch einzeln bei radioaktiven Vorgängen auftreten können, liegt kein Grund vor. Das Heliumatom ist jedenfalls stabiler, als alle anderen zusammengesetzten Atome, wie schon aus seinem Vorkommen neben Wasserstoff auf den heißesten Sternen folgt.

Die in dieser Arbeit angedeutete Valenzhypothese unterscheidet sich dadurch von den von J. J. THOMSON und J. STARK geäußerten Ansichten über den Ursprung der Valenz, daß sie die Fähigkeit, Valenzelektronen abzuspalten, nicht dem ganzen Atom als solchem, sondern den es konstituierenden Wasserstoff- und Heliumatomen zuschreibt.

Karlsruhe i. B., Phys.-Chem. Inst. d. Techn. Hochschule.

**Über die Koordinatensysteme der Mechanik;
von E. Gehrcke.**

(Eingegangen am 26. März 1913.)

§ 1. In der Kinematik der GALILEI-NEWTONschen Mechanik gilt allgemein anerkannt der Satz von der Relativität geradliniger, gleichförmiger Translationen: von allen relativ zueinander in geradliniger, gleichförmiger Translation begriffenen Koordinatensystemen, auf welche man die Bewegungsgleichungen der Mechanik zu beziehen pflegt, ist keines ausgezeichnet, jedes mit dem anderen gleichberechtigt. Man kann die Frage aufwerfen, ob dieser Satz von der Relativität der Bewegungen auch auf beliebige, krummlinige Translationen ausgedehnt werden kann. Auf Rotationen ist er jedenfalls nicht zu erstrecken, da jede Rotation eines Massensystems nur relativ zu einem ausgezeichneten Standpunkt mechanisch aufgefaßt werden kann; gegen diesen Standpunkt hat jeder Punkt des Systems eine bestimmte Lage und Geschwindigkeit.

Über die Frage, ob das Relativitätsprinzip der Mechanik auf gleichförmige, geradlinige Translationen beschränkt ist oder nicht, scheint mir aus der Literatur keine eindeutige Antwort hervorzugehen.

Nach LANGE¹⁾ bilden die sogenannten Inertialsysteme, d. h. die für irgendwelche Bewegungen in der Mechanik zulässigen Bezugssysteme, eine dreifach unendliche Mannigfaltigkeit von relativ zueinander in gleichförmiger Translation begriffenen Koordinatensystemen. Dies ist nach LANGE²⁾ auch schon der Standpunkt von NEWTON und EULER gewesen.

Auch in neueren Erörterungen³⁾ über die Invarianz der NEWTONschen Bewegungsgleichungen bei linearen Transformationen der Koordinaten (sogenannte GALILEI-Transformation) wird der

¹⁾ L. LANGE, Berichte der Math.-phys. Kl. der Kgl. Sächs. Ges. der Wiss. 1885, S. 333.

²⁾ L. LANGE, l. c. S. 343 bis 344. Siehe auch L. LANGE, Die geschichtliche Entwicklung des Bewegungsbegriffs. Leipzig 1886, W. Engelmann.

³⁾ Zum Beispiel LAUE, Philosophische Jahrbücher, Jahrg. I, S. 101, 1913.

Standpunkt eingenommen, daß das Relativitätsprinzip der Mechanik sich ausschließlich auf gleichförmige, geradlinige Translationen erstreckt.

Andererseits sagte MAXWELL¹⁾: „Beschleunigung ist, wie Lage und Geschwindigkeit, ein relativer Begriff und kann nicht im absoluten Sinne verstanden werden. Wenn jedes Teilchen der materiellen Welt, welches unseren Beobachtungsmitteln zugänglich ist, in einem gegebenen Momente eine Veränderung seiner Geschwindigkeit dadurch erführe, daß eine neue Geschwindigkeit, und zwar für alle Teilchen die gleiche, in Richtung und Größe hinzuträte, so würden alle relativen Bewegungen der Körper innerhalb des Systems in vollkommen stetiger Weise fortgehen, und weder die Astronomen noch die Physiker würden durch ihre Instrumente herauszufinden imstande sein, daß etwas geschehen ist. Nur dann, wenn die Veränderung der Bewegung in verschiedenen Körpern des Systems in verschiedener Weise geschieht, findet ein der Beobachtung zugängliches Ereignis statt.“

Ferner hat STREINTZ²⁾ die Meinung geäußert, daß jedes von Zentrifugalkräften freie „Fundamentalsystem“ als Bezugssystem für Bewegungen dienen kann, und daß auch absolute, ungleichförmige Translationen, d. h. solche, die relativ zu einem Inertialsystem mit variabler Geschwindigkeit vor sich gehen, physikalisch und astronomisch unerkennbar sind. Wenn diese letztere Ansicht richtig ist, so müßten, wie mir scheint, auch solche Bezugssysteme, die relativ zu einem Inertialsystem in beliebiger, ungleichförmiger Translation begriffen sind, mechanisch zulässig und den Inertialsystemen in mechanischer Hinsicht gleichberechtigt sein.

§ 2. Bei dieser Sachlage ist vielleicht die folgende Betrachtung nicht überflüssig. Wir wollen zusehen, ob sich eine allgemeinere als lineare Transformation der Koordinaten finden läßt, für welche die relativen Bewegungen in einem mechanischen System von n Massenpunkten invariant sind.

X, Y, Z mögen Kräfte, m Massen bezeichnen. Dann können wir die bekannten Bewegungsgleichungen für ein System von

¹⁾ MAXWELL, Substanz und Bewegung, S. 29, Deutsche Übersetzung v. FLEISCHL. Braunschweig 1881.

²⁾ H. STREINTZ, Physikalische Grundlagen der Mechanik. Leipzig, B. G. Teubner, 1883.

n Massenpunkten 1, 2, 3 n , bezogen auf das ideell zulässige, NEWTONsche absolute Koordinatensystem oder auf irgend ein LANGESches Inertialsystem, in der Form schreiben:

$$\left. \begin{array}{lll} \frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{X_1}{m_1}, & \frac{d^2 y_1}{dt^2} = \frac{Y_1}{m_1}, & \frac{d^2 z_1}{dt^2} = \frac{Z_1}{m_1} \\ \dots\dots\dots & \dots\dots\dots & \dots\dots\dots \\ \frac{d^2 x_n}{dt^2} = \frac{X_n}{m_n}, & \frac{d^2 y_n}{dt^2} = \frac{Y_n}{m_n}, & \frac{d^2 z_n}{dt^2} = \frac{Z_n}{m_n} \end{array} \right\} \quad 1)$$

Die X, Y, Z sind hier als innere Kräfte, d. h. als Funktionen von $x_1 - x_2, x_1 - x_3, \dots, x_{n-1} - x_n, y_1 - y_2, \dots, z_1 - z_2, \dots$ anzusehen.

Aus 1) ergibt sich die relative Beschleunigung zwischen zwei Massenpunkten als Differenz der Beschleunigungen gegen das zugrunde gelegte Koordinatensystem; z. B. ist für die relative Beschleunigungskomponente $\frac{d^2 x_1}{dt^2} - \frac{d^2 x_2}{dt^2}$ zwischen den Massenpunkten 1 und 2:

$$\left. \begin{array}{l} \frac{d^2(x_1 - x_2)}{dt^2} = \frac{X_1}{m_1} - \frac{X_2}{m_2} \\ \frac{d^2(x_1 - x_3)}{dt^2} = \frac{X_1}{m_1} - \frac{X_3}{m_3}, \text{ usw.} \end{array} \right\} \quad 2)$$

ebenso folgt:

Diese Gleichungen 2) enthalten nur Differenzen der Raumkoordinaten; sie nehmen nur Bezug auf relative Lagen, relative Geschwindigkeiten und relative Beschleunigungen der Massenpunkte zueinander.

Nun wollen wir folgende Transformation des ursprünglichen Koordinatensystems einführen, wo $\varphi(t), \chi(t), \psi(t)$ beliebige Funktionen von t sind:

$$\left. \begin{array}{lll} x_1 = x'_1 + \varphi(t), & y_1 = y'_1 + \chi(t), & z_1 = z'_1 + \psi(t) \\ \dots\dots\dots & \dots\dots\dots & \dots\dots\dots \\ x_n = x'_n + \varphi(t), & y_n = y'_n + \chi(t), & z_n = z'_n + \psi(t) \end{array} \right\} \quad 3)$$

Man sieht dann sofort, daß die Gleichungen 2) und die ihnen entsprechenden für die anderen Massenpunktpaare bei den Transformationen 3) invariant sind: in den Gleichungen 2) können alle Koordinaten durch gestrichene Koordinaten ersetzt werden. Die Transformation 3) kennzeichnet aber eine beliebige, für alle

Massenpunkte identische Bewegung, d. h. eine reine Translation. Hieraus folgt also, daß jedes in geradliniger oder krummliniger, beliebig beschleunigter Translation relativ zu irgend einem beliebigen Massenpunkt begriffene Koordinatensystem mechanisch ein gleichberechtigtes ist; oder: nicht nur absolute Translationsgeschwindigkeiten, sondern auch absolute Translationsbeschleunigungen sind mechanisch unerkennbar¹⁾. Die Relativität von Bewegungen in der alten Mechanik besteht also für beliebige Translationen.

Man kann dieses Ergebnis auch so erhalten: Es ist gestattet, d. h. man erhält dasselbe, den Messungen zugängliche Resultat, wenn man zu den inneren Kräften eines mechanischen Systems äußere, den Massen proportionale Kräfte

$$\begin{array}{ccc} m_1 \varphi''(t), & m_1 \chi''(t), & m_1 \psi''(t) \\ \dots\dots\dots & \dots\dots\dots & \dots\dots\dots \\ m_n \varphi''(t), & m_n \chi''(t), & m_n \psi''(t) \end{array}$$

hinzufügt; in den relativen Beziehungen der Massen zueinander, die die Gleichungen 2) ausdrücken, wird dadurch nichts geändert. Mit anderen Worten: man hat die Freiheit, die Gleichungen 1) durch die folgenden zu ersetzen:

$$\left. \begin{array}{ccc} \frac{d^2 x_1}{dt^2} = \frac{X_1}{m_1} + \varphi''(t), & \frac{d^2 y_1}{dt^2} = \frac{Y_1}{m_1} + \chi''(t), & \frac{d^2 z_1}{dt^2} = \frac{Z_1}{m_1} + \psi''(t) \\ \dots\dots\dots & \dots\dots\dots & \dots\dots\dots \\ \frac{d^2 x_n}{dt^2} = \frac{X_n}{m_n} + \varphi''(t), & \frac{d^2 y_n}{dt^2} = \frac{Y_n}{m_n} + \chi''(t), & \frac{d^2 z_n}{dt^2} = \frac{Z_n}{m_n} + \psi''(t) \end{array} \right\} 4)$$

Das Koordinatensystem, auf welches Bewegungen in der Mechanik bezogen werden, braucht also nicht notwendig in gleichförmiger, geradliniger Translation zum Schwerpunkt des Systems begriffen zu sein.

§ 3. Die Betrachtungen in § 2 sind so einfach, daß sie nur wegen der Konsequenzen, die aus ihnen folgen, hier angeführt zu werden verdienen. LANGE gelangt zu seinen Inertialsystemen dadurch, daß er seine Überlegungen an drei „sich selbst“ überlassene Massenpunkte anknüpft, d. h. daß er alle äußeren Kräfte $= 0$ setzt. Er beseitigt zwar aus der Mechanik die Fiktionen des absoluten Raumes, der absolut festen Punkte, der absoluten Zeit — und hierin liegt zweifellos ein großer Fortschritt —, aber

¹⁾ Andererseits sind relative Translationsgeschwindigkeiten und Beschleunigungen mechanisch erkennbar.

er scheint mir in den sich „selbst überlassenen“ Massenpunkten eine physikalisch nicht zu definierende Voraussetzung beizubehalten: die sich selbst überlassenen Massenpunkte sind ja nichts anderes als „absolut beschleunigungsfreie“ Körper. Woher kann man auf Grund mechanischer Beobachtungen wissen, daß es solche Körper in der Natur gibt? Ist der „absolut beschleunigungsfreie“ Punkt nicht ein Begriff, der ebenso über die Erfahrung hinausgeht wie der „absolut feste Punkt“ NEWTONS? Ferner: hat es einen Sinn, die Gültigkeit eines mechanischen Prinzips, nämlich des Trägheitsprinzips, bei der durch nichts zu erkennenden Translation von realen Massen gegen ein ideales Koordinatensystem zu fordern? Mir scheint durch eine solche willkürliche Forderung die gedanklich zulässige, freie Beweglichkeit eines betrachteten, mechanischen Systems gehemmt zu werden. Innerhalb eines translatorisch [also gemäß den Gleichungen 3)] bewegten mechanischen Systems würde übrigens das Trägheitsprinzip vom Standpunkt dieses Systems aus wie jedes andere mechanische Gesetz gelten, da man von einer für alle Massenpunkte gleichartigen Beschleunigung, durch die alle relativen Lagen der Massenpunkte erhalten bleiben, wie schon MAXWELL betonte (s. S. 261), nichts merken würde, und man könnte das Trägheitsprinzip, wie bei NEUMANN und LANGE, zur Definition der Zeiteinheit verwenden.

Diese Betrachtungen sagen daher nicht das Geringste gegen die Zulässigkeit der Konstruktion eines Bezugssystems durch drei geschleuderte, von gegenseitigen Beschleunigungen¹⁾ freie Massenpunkte in einem Raume, der von allen sonst vorhandenen Massen genügend weit entfernt ist. Man erhält aber durch diese Konstruktion ein LANGESches Inertialsystem nur dann, wenn die über unsere Erfahrung hinausgehende Voraussetzung zutreffen sollte, daß die Massenpunkte frei sind von allen äußeren Kräften.

Wenn man in obige Gleichungen außer den Translationen der Koordinaten Drehungen einführen würde, so müßten zu $\varphi(t)$, $\chi(t)$, $\psi(t)$ noch Funktionen treten, die auch die Entfernungen der Massenpunkte vom Nullpunkt der Koordinaten enthalten. Invarianz der Gleichungen 2) würde dann nicht bestehen. Daher

¹⁾ Ob Massenpunkte von gegenseitigen Beschleunigungen frei sind, kann festgestellt werden.

ist es möglich, nicht nur Rotationsbeschleunigungen, sondern auch Rotationsgeschwindigkeiten und die Lagen von Rotationsachsen vom rotierenden Körper aus mechanisch zu erkennen.

Allgemein kann man sagen, daß jedes Koordinatensystem, welches sich relativ zu allen Massenpunkten eines Systems in jedem Zeitmoment in gleicher Weise bewegt, ein mechanisch mögliches, berechtigtes Bezugssystem darstellt. Die Rotationen unterscheiden sich von einer für alle Massenpunkte identischen, zeitlich und räumlich inkonstanten Bewegung (beliebiger Translation) prinzipiell dadurch, daß sie eben nicht in für alle Massenpunkte identischen Bewegungen bestehen. Es ist keineswegs das Auftreten von Beschleunigungen überhaupt, durch das die Rotationen mechanisch etwas Besonderes vor den Translationen voraus haben, es ist lediglich die besondere Verschiedenheit der Bewegungen der einzelnen Massenpunkte relativ zu einem ausgezeichneten Standpunkt, welche die Rotationen vor den Translationen auszeichnet.

Die LANGESchen Inertialsysteme und das NEWTONsche absolut ruhende Koordinatensystem sind hiernach spezielle Fälle von ideellen Bezugssystemen. Mechanisch sind sie aber durch nichts vor den allgemeinen Fundamentalsystemen ausgezeichnet, deren Mannigfaltigkeit aus den Gleichungen 3) zu ersehen ist. Daher sind die LANGESchen Inertialsysteme und ihr Spezialfall, das NEWTONsche, absolute Koordinatensystem, vom Standpunkt der reinen Erfahrung aus nicht zu definieren. Wir können keine auch nur näherungsweise Konstruktion eines dieser Koordinatensysteme vom Standpunkt eines mechanischen Systems her ausführen, solange wir über die Erfahrung hinausgehende Voraussetzungen vermeiden. Dagegen sind die rotationslosen „Fundamentalsysteme“ von STREINTZ mechanisch als solche erkennbar und können vom Standpunkt einer beliebigen Masse aus, entsprechend dem Genauigkeitsgrade der Beobachtungen, in der Natur verwirklicht werden. Andererseits wieder ist zu bemerken, daß die Einführung ideeller Koordinatensysteme, auch wenn man von der Hypothese eines Äthers in der Mechanik absieht, zweckmäßig ist, und zwar aus mathematischen Rücksichten; insbesondere ist das NEWTONsche, absolute Koordinatensystem mathematisch vorteilhaft, weil es das einfachste der zulässigen Bezugssysteme darstellt, in welchen alle Massenpunkte homologe Koordinaten haben.

Es sei noch bemerkt, daß die Frage der Invarianz der Gleichungen 1) nicht entscheidend ist für die Invarianz der relativen Bewegungen der Massenpunkte bei beliebiger Bewegung. Ebenso besagt auch die Invarianz der elektrodynamischen Gleichungen bei LORENTZ-Transformationen noch nichts über die Relativität von Bewegungen in elektrodynamischen Systemen. Erst die nähere Interpretation kann ergeben, ob ein Koordinatensystem ausgezeichnet ist oder nicht. Wäre dies anders, so könnte man z. B. nicht verstehen, warum bei Voraussetzung der LORENTZschen Interpretation der elektrodynamischen Gleichungen ein im Äther ruhendes Koordinatensystem ausgezeichnet ist, obwohl Invarianz der Gleichungen bei LORENTZ-Transformationen besteht.

***Primärgeschwindigkeit der Kanalstrahlen unter
verschiedenen Bedingungen;***

von K. Glimme und J. Koenigsberger.

(Eingegangen am 9. März 1913.)

Ob die Primärgeschwindigkeit der Kanalstrahlen nur von der Potentialdifferenz im Entladungsrohr abhängt, ist noch nicht untersucht. Man findet vielfach die Ansicht, daß die Form des Entladungsrohres von Einfluß ist. W. WIEN¹⁾ hat gefunden, daß die Primärgeschwindigkeit von Wasserstoff- und Sauerstoffkanalstrahlen nahezu der halben durchlaufenen Entladungsspannung von 20 000 bis etwa 40 000 Volt entspricht; J. J. THOMSON²⁾ setzt sie dagegen der ganzen Spannung gleich.

Wir haben im folgenden die maximale Geschwindigkeit des Wasserstoffatoms mit der Entladungsspannung der Influenzmaschine bei etwa 1 bis $2 \cdot 10^{-4}$ Amp. Stromstärke durch elektrostatische Ablenkung des positiven H-Kanalstrahles im hoch evakuierten Beobachtungsraume verglichen. Die maximale Geschwindigkeit überwiegt bei allen unseren Anordnungen weit über die kleinen Geschwindigkeiten, so daß wir durch elektrische Ablenkung einen kreisrunden Fleck bekamen. Dasselbe trifft bei den Versuchen von W. WIEN und J. J. THOMSON zu. Wir erhielten nur jeweils am Anfang, wenn ein Entladungsrohr neu ausgepumpt worden war, und Kathode und Glas Dämpfe abgaben, auch die kleineren Geschwindigkeiten und bei Ablenkung einen Streifen. Die elektrischen Felder geben eine dem Quadrat der Geschwindigkeit proportionale Ablenkung und sind daher magnetischen Feldern vorzuziehen. Der Geschwindigkeit des Wasserstoffatoms entsprechen, wie a. a. O.³⁾ gezeigt, auf Phosphoreszenzschirm und photographischer Platte die von H_2 , O, C, O_2 . Dagegen ist die aus dem Dopplereffekt berechnete Geschwindigkeit, wie J. STARK⁴⁾ und dann H. WILSAR⁵⁾ gezeigt haben, davon verschieden. Zuerst der vollen Entladungs-

¹⁾ W. WIEN, Ann. d. Phys. (4) 88, 629, 1910.

²⁾ J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) 24, 222, 1912.

³⁾ J. KOENIGSBERGER und K. KILCHLING, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 1012, 1910.

⁴⁾ J. STARK, Phys. ZS. 11, 178, 1910.

⁵⁾ H. WILSAR, Ann. d. Phys. (4) 89, 1251, 1912.

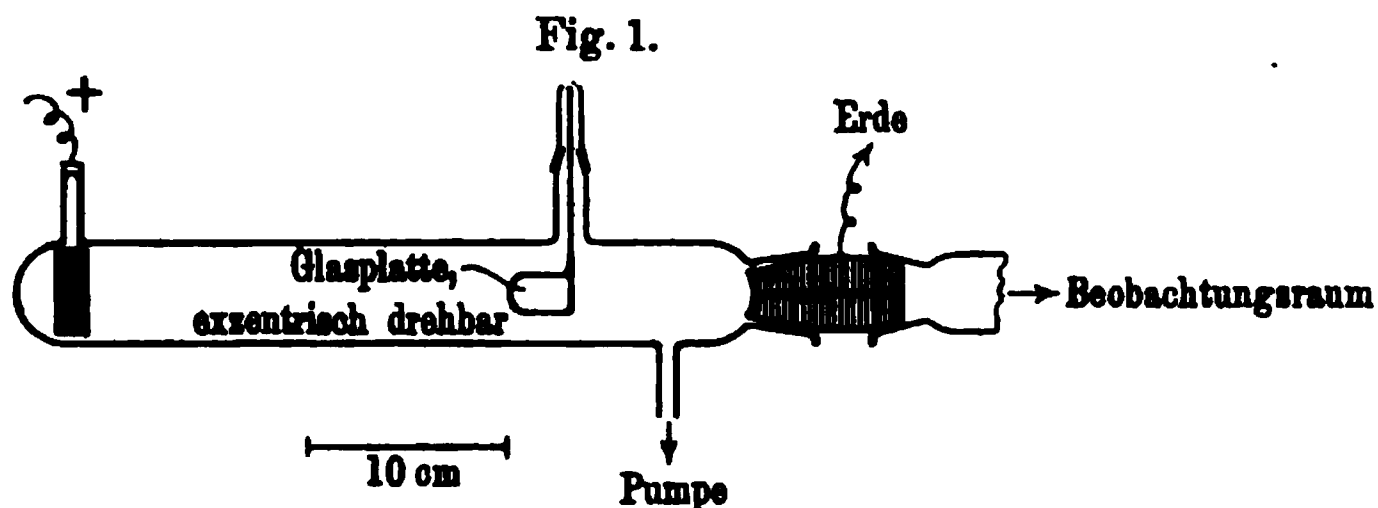
spannung folgend, geht sie nicht über ein Maximum hinaus, das für H einer faktischen Entladungsspannung von $2.4650 = 9300$ Volt entspräche. Hiervon wie von den ebenfalls nur aus dem Dopplereffekt sich ergebenden Geschwindigkeiten von zweiwertigen Sauerstoff-¹⁾ und Stickstoffionen, die auf anderem Wege kaum nachweisbar sind, wollen wir absehen. Wir messen durch Ablenkung die Geschwindigkeit der Strahlen, die sich auf photographischer Platte, Thermosäule oder Phosphoreszenzschirm in der Fortpflanzungsrichtung des geraden Strahles kundgibt. In Übereinstimmung mit W. WIEN wurde diese früher²⁾ ungefähr der halben Entladungsspannung entsprechend gefunden; doch gilt dies nur von etwa 20 000 Volt aufwärts. Für geringere Spannungen ist bisher die Geschwindigkeit durch Ablenkung nicht gemessen; es ist möglich, daß sie dann sich mehr dem normalen Wert nähert. Die Geschwindigkeit von Teilen, die im Beobachtungsraum dauernd neutral bleiben würden, ließe sich durch Ablenkung natürlich nicht feststellen; dagegen könnten diese zur Lichtemission beitragen. Sie müssen aber, falls sie eine Maximalgeschwindigkeit besitzen, durch Absorption in Gas oder Aluminiumfolie von den rascheren Strahlen gesondert werden können. Wir haben jetzt, seitdem wir Influenzmaschinengleichstrom verwandten, in Übereinstimmung mit W. WIEN und H. v. DECHEND und W. HAMMER die elektrostatisch bestimmte Strahlengeschwindigkeit der Wurzel aus der Entladungsspannung proportional gefunden. Zuerst dagegen hatten J. KUTSCHEWSKI und der eine von uns in Übereinstimmung mit J. J. THOMSON bei Versuchen, die mit Induktionsapparat angestellt wurden, Konstanz von einer gewissen Spannung ab erhalten.

Das Kanalstrahlenbündel vor der Kathode, das bei niedrigen Drucken ganz dünn ist und mit den Kathodenstrahlen entgegen-

¹⁾ Ein Sauerstoffion mit zwei Ladungen müßte zweimal größere Geschwindigkeit haben und daher ohne Umladung bei doppelter positiver Ladung gleiche elektrostatische, aber eine $\sqrt{\frac{16}{2}}$ mal kleinere magnetische Ablenkung als H-Atom zeigen. Falls es sich aber im Beobachtungsraum umlädt, so daß es nur eine positive Ladung besitzt, so müßte es demnach die halbe elektrostatische Ablenkung haben, verglichen mit den Atomen, die ursprünglich nur eine Ladung besaßen.

²⁾ J. KOENIGSBERGER u. J. KUTSCHEWSKI, Ann. d. Phys. (4) 87, 218, 1912. Die absolute Bestimmung der Relativwerte der Geschwindigkeiten soll nach anderer Methode nochmals genauer durchgeführt werden, um zu finden, ob streng die halbe Entladungsspannung in Rechnung zu setzen ist.

gesetzt gerichtet zusammenfällt, konnte durch Verschieben einer drehbaren Glasplatte (vgl. Fig. 1) abgeschnitten werden. Hierdurch ändert sich das Entladungspotential; es sinkt erheblich, z. B. auf ein Drittel des ursprünglichen Wertes, und das positive Glimmlicht dehnt sich bis zur Glasplatte aus. Die Kathodenstrahlen erregen die Platte zu intensiver grüner Fluoreszenz. Das Geschwindigkeitsquadrat sinkt aber proportional der Entladungsspannung.



Erniedrigt man dann den Druck so lange, bis das Entladungspotential bei vorgeschobener Glasplatte den ursprünglichen Wert erreicht, so erhält man, wie man sieht, bei derselben Entladungsspannung dieselbe elektrostatische Ablenkung:

Spannung in Volt	Nicht abgelenkt mm	Abgelenkt mm
23 000	32,0	33,0
31 500	19,5	19,0
44 500	13,0	14,0

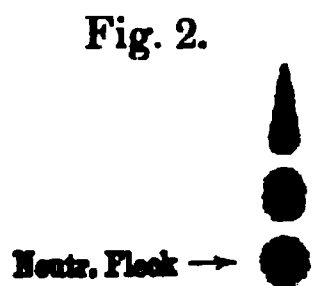
Man kann den Kathodenstrahl nicht abschneiden, ohne gleichzeitig das Entladungspotential zu beeinflussen. Der Kanalstrahl folgt aber stets dem Entladungspotential.

Wenn die Glasplatte nur einen Teil der Kathodenstrahlen abschneidet, so erhält man zwei Flecke verschiedener Geschwindigkeit auf dem Phosphoreszenzschirm (Fig. 2). In diesem Fall ist das Entladungspotential unstetig, und die Helligkeitsverteilung der abgelenkten Flecke wechselt. Doch scheint es, als ob das Entladungspotential immer dem wenigst abgelenkten Fleck entspricht.

Bei magnetischer Ablenkung des Kathodenstrahlbündels wird ebenfalls das Entladungspotential verändert. Dieselbe Proportionalität zwischen Kanalstrahlgeschwindigkeit und Potentialgefälle

bleibt bestehen. Bei Näherung des Magneten an die Kathode wächst das Entladungspotential erst, bis ein Maximum (etwa 30 Proz. größer als der Normalwert, II) erreicht ist. Dann sinkt

das Potential je mehr, um so stärker das magnetische Feld in der Nähe der Kathoden wird (in Stellung III war das Potential ungefähr $\frac{1}{3}$ der normale Wert). Wie bei der Abblendung mit der Glasplatte wurde auch hier in Stellung II und III der Druck so lange geändert, bis das ursprüngliche Entladungspotential wieder erreicht war. Dann wurde gemessen:



Spannung in Volt	Elektrostatische Ablenkung ¹⁾		
	I ohne Magnet mm	II Maximum mm	III Minimum mm
23 000	15,0	13,5	13,0
31 500	9,0	9,5	9,5
44 500	8,0	8,0	- 7,5

Sowie also das Entladungspotential denselben Wert hat, gleichgültig, ob es magnetisch auf den höheren (II) bzw. niedrigen Wert (III) kam, als dem normalen Druck entspricht, ist die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen praktisch dieselbe.

Auch die Form des Entladungsrohres ist ohne Einfluß. Wir haben einmal eine Röhre von 35 cm Elektrodenabstand und 3,4 cm Durchmesser (Anode gegenüber Kathode), dann ein Kugelrohr von etwa 17 cm Elektrodenabstand ²⁾ (Anode seitlich) verwandt. Bei gleichem Entladungspotential gab erstere 19,2 mm elektrostatische Ablenkung, letztere 21,0 mm. Der Unterschied liegt innerhalb der Fehlergrenzen unserer Messungen der Entladungsspannung.

Zusammenfassend kann man sagen, daß die maximale Geschwindigkeit der H-Kanalstrahlen bei kontinuierlichem Gleichstrom (unter $2 \cdot 10^{-1}$ Amp.) und über 20000 Volt unabhängig von den Ursachen, die eine bestimmte Entladungsspannung bedingen, stets der letzteren entspricht, also zur Kathodenstrahlgeschwindigkeit in konstantem Verhältnis steht.

¹⁾ Hier ist das Feld des Kondensators schwächer als bei den oben angeführten Messungen.

²⁾ Vgl. Abhdlg. Heidelb. Akad. 1913, Nr. 3.

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

30. April 1913.

Nr. 8.

Über Potentialstörungen durch Sonden in der leuchtenden positiven Säule; von R. Reiger.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Eingegangen am 27. März 1913.)

Im folgenden sollen eine Reihe von Versuchen mitgeteilt werden, die die Störungen in der positiven Säule behandeln, die durch die Einführung von Sonden oder Stäben hervorgerufen werden. Wenn in den meisten Fällen Stäbe verwendet wurden, die eine größere Dicke haben, als den üblichen Sonden entspricht, so geschieht dies, um die typischen Erscheinungen schärfer hervortreten zu lassen.

1. Theoretisches. Bis zu einem gewissen Grade läßt sich zunächst durch theoretische Überlegungen auf die Art der zu erwartenden Störungen schließen.

Der Stromlinienverlauf an der Grenze zweier Leiter erster Klasse ist durch die Grenzbedingungen der elektrischen Kraft bestimmt. Die Grenzbedingungen sind dieselben wie für die Feldstärke im elektrostatischen und magnetostatischen Felde. Die Leitfähigkeit tritt an Stelle der Dielektrizitätskonstante bzw. der Magnetisierungskonstante.

Im homogenen magnetischen Felde wird durch Einführung eines paramagnetischen Körpers eine Konzentration der Kraft-

linien hervorgerufen. Dieselbe Erscheinung tritt für die Stromlinien im stationären elektrischen Felde mit parallelen Stromlinien auf, wenn die Leitfähigkeit σ des eingeführten Körpers größer ist als die der Umgebung σ_0 . Ist dagegen $\sigma_0 > \sigma$, so ist die Stromliniendichte kleiner in dem Körper als im umgebenden Felde, entsprechend dem Verhalten eines diamagnetischen Körpers.

Wie beim Magnetismus die Grenzfläche als der Sitz einer magnetischen Ladung, so kann die Grenzfläche im Leiter als der Sitz einer elektrischen Ladung angesehen werden. In inhomogenen Körpern treten statt der Flächenladungen räumliche Ladungen auf.

Ist j die Stromdichte, so ist die Bedingung des stationären Stromes, daß für eine geschlossene Fläche

$$\int j_n dS = 0$$

ist, wenn j_n die Komponente der Stromdichte in Richtung der Normalen des Flächenelementes dS ist. Ist \mathfrak{F}_n die Feldstärke in dieser Richtung, so folgt:

$$\int \sigma \mathfrak{F}_n dS = \int \left(\frac{\partial(\sigma \mathfrak{F}_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\sigma \mathfrak{F}_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\sigma \mathfrak{F}_z)}{\partial z} \right) d\tau = 0$$

und mithin, wenn das Volumenelement $d\tau$ als geschlossene Fläche gewählt wird:

$$\frac{\partial \mathfrak{F}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathfrak{F}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathfrak{F}_z}{\partial z} = - \left(\mathfrak{F}_x \frac{\partial \sigma}{\partial x} + \mathfrak{F}_y \frac{\partial \sigma}{\partial y} + \mathfrak{F}_z \frac{\partial \sigma}{\partial z} \right) = 4\pi \rho,$$

wenn ρ als die Dichte der räumlichen Ladung bezeichnet wird.

Wird eine Metallsonde in die Strombahn einer Entladung gebracht, so wird ein Teil des Stromes durch diese hindurchgehen. Für diesen gelten die Gesetze des Zweigstromes. Es tritt also ein Kathoden- und ein Anodenfall auf. Je nachdem der dem Kathoden- und Anodenfall entsprechende Potentialabfall an der Oberfläche des Metalles selbst oder in den dem Metall unmittelbar benachbarten Gaspertien seinen Sitz hat, haben wir es mit einer Oberflächenladung am Metall oder einer räumlichen Ladung im Gas zu tun. Diese Ladung soll im folgenden die Ladung an der Sonde genannt werden, ohne daß damit über ihren Sitz etwas ausgesagt werden soll. Jedenfalls bedingen die Potentialabfälle an der Ein- und Austrittsstelle des Stromes, daß dieser klein ist und daher der eingeführte Metallstab sich wie

ein diamagnetischer Körper verhält. Die Deformation der Stromlinien besteht also in einer Abbiegung der Stromlinien von der Sonde weg, also in einer Verminderung der Stromdichte in nächster Umgebung der Sonde. Da die Leitfähigkeit eines Gases eine Funktion der Stromdichte ist, so folgt, daß sicher auch räumliche Ladungen in der weiteren Umgebung der Sonde auftreten.

Die Leitfähigkeit eines Gases ist nach unseren heutigen Anschauungen durch das Vorhandensein von Ionen bedingt. Sind positive und negative Ionen für die Erscheinungen der Entladung gleichwertig, so muß die Dichte der auftretenden Ladungen auf beiden Seiten der Sonde gleich und entgegengesetzt sein. Da dies nicht der Fall ist, so ist zu erwarten, daß die Verhältnisse bei der Sonde nicht so einfach liegen, wie bei Einführung eines diamagnetischen Körpers in das homogene magnetische Feld.

2. Äußere Erscheinungsformen. Daß bei höheren Drucken durch die Einführung einer Sonde eine Deformation der Leuchterscheinungen in der Umgebung der Sonde hervorgerufen wird, ist wohl jedem bekannt, der einmal mit Sonden in der ungeschichteten positiven Säule Beobachtungen angestellt hat. Besonders deutlich treten die Deformationen hervor, wenn man in Richtung der Sonde selbst blickt.

Für diesen Fall gibt Fig. 1 einige photographische Aufnahmen der Störungserscheinungen. Die Indices 1 und 2 entsprechen Störungen, die durch Glasstäbe¹⁾ vom Durchmesser 0,2 und 3,7 mm hervorgerufen werden. Die Einführung der Stäbe erfolgte aus einem seitlichen Rohre durch magnetische Verschiebung kleiner Eisenstäbe, die sich an den Enden der Glasstäbe befanden.

1, $a_1 a_2$ Ungeschichtete Entladung ($p = 1,95$ mm Hg, $J = 5,0$ Milliamp.). Die Intensitätsunterschiede der Störungserscheinungen für die beiden Stäbe sind ziemlich groß. Um die Intensitätsverteilung bei a_1 deutlich hervortreten zu lassen, mußte die Aufnahme dunkler kopiert werden. Dies bedingt den scheinbaren Unterschied des Querschnitts und der Helligkeit in der ungestörten positiven Säule in a_1 und a_2 .

2, $b_1 b_2$ Übergangsstadium zur geschichteten Entladung [$p = 1,09$ mm Hg, $J = 10$ Milliamp.]²⁾. Es tritt hier

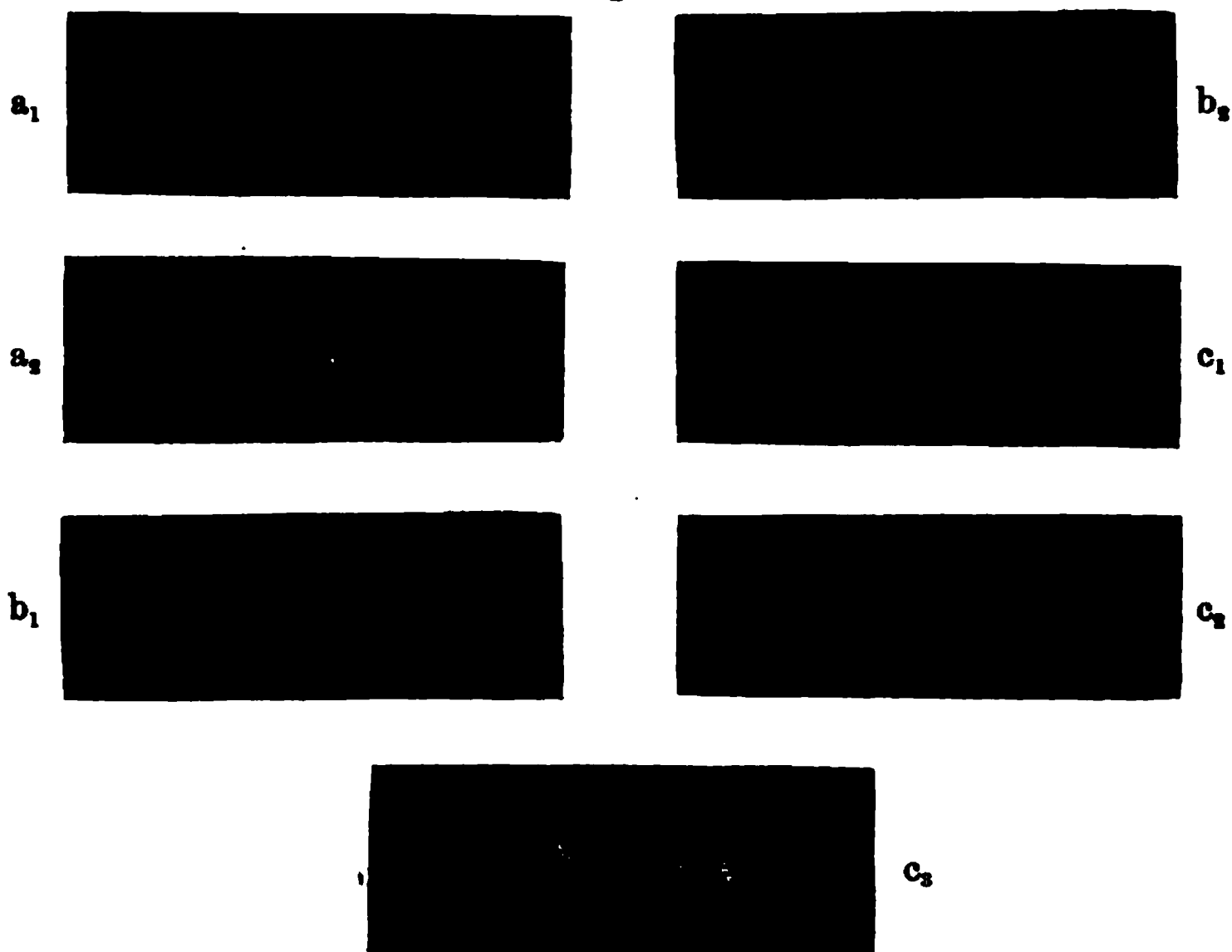
¹⁾ Glasstäbe wurden aus den S. 276—277 angeführten Gründen verwandt.

²⁾ Vgl. hierzu G. GEHLHOFF, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 966, 1912.

an der Grenze des FARADAYSchen dunkeln Raumes eine Schicht schwach angedeutet auf, dann folgt ein kontinuierliches Lichtband bis zu den typischen Störungserscheinungen an der Sonde, nach diesen eine, eventuell mehrere schwach angedeutete Schichten und dann wieder ein kontinuierliches Lichtband bis zu der Anode. Wird die Sonde aus der Strombahn entfernt, so verschwinden auch die Schicht bzw. die Schichten nach der Sonde.

3, $c_1 c_2$ Geschichtete Entladung ($p = 0,48$ mm Hg, $J = 11,0$ Milliamp.). Der verschiedene Abstand der Schichten

Fig. 1.



bei c_1 ist zum weitaus größten Teil auf eine Störung durch das seitliche Ansatzrohr zurückzuführen, wie die Aufnahme c_2 zeigt, bei der keine Sonde sich in dem Entladungsrohre befindet. Deutlicher tritt die Deformation des Schichtenkopfes und die Verschiebung der deformierten Schicht bei dem dickeren Glasstabe hervor. Bei der Einführung des Stabes wurden stets nur die gegen die Anode zu gelegenen Schichten verschoben, während die Schichten gegen die Kathode in ihrer Lage nicht beeinflusst wurden.

3. Änderung des Potentials durch die Einführung eines Glasstabes in die Entladung. Bei den im folgenden

mitgeteilten Versuchen wurden durch eine seitliche Ansatzröhre mit Schliff zwei Sonden S_1 und S_2 eingeführt, die einen Abstand von etwa 1,5 cm hatten. Der Glasstab wurde in derselben Weise wie oben in die Entladungsbahn eingeführt. Als Führung diente ein Glasrohr, das sich zwischen den Zuleitungen der Sonden befand und nicht bis in die Strombahn reichte.

Der Glasstab sei zunächst aus der Strombahn entfernt. Die zwischen S_1 und S_2 gemessene Potentialdifferenz V ist zwar nicht die wahre Potentialdifferenz zwischen den Stellen S_1 und S_2 , die ohne Einführung der Sonden zwischen diesen Stellen des Gases vorhanden wäre; immerhin gibt aber die Änderung der Potentialdifferenz durch Einführung des Glasstabes ein Maß für die Störung, die durch den Glasstab hervorgerufen wird. Die Potentialänderung hängt von der Tiefe des Eintauchens des Glasstabes in die Strombahn ab. Um vergleichbare Werte zu erhalten, wurde daher der Glasstab stets bis zur Berührung mit der gegenüberliegenden Wand eingeführt.

Tabelle 1.

$d = 0,15 \text{ mm}, \quad D = 3 \text{ cm},$
 $J = 3,0 \text{ Milliamp.}$

p	V	V'	$V' - V$
1,85	52,2	55,6	3,4
1,56	49,8	52,6	2,8
1,10	40,8	43,5	2,7
0,92	36,7	39,2	2,5
** 0,75	31,8	34,1	2,3
* 0,58	26,6	28,4	1,8
* 0,40	20,1	21,1	1,0

Tabelle 2.

$d = 3,7 \text{ mm}, \quad D = 3 \text{ cm},$
 $J = 3,0 \text{ Milliamp.}$

p	V	V'	$V' - V$
2,02	58,1	73,2	15,1
1,69	54,1	66,7	12,6
1,36	46,5	58,1	11,6
1,06	39,2	49,4	10,2
** 0,79	31,5	40,6	9,1
* 0,60	25,9	33,7	7,8
* 0,39	19,6	22,7	3,1

In Tabelle 1 und 2 sind einige Versuchsergebnisse mitgeteilt. Es gibt hier und im folgenden d den Durchmesser des eingeführten Stabes, D den Röhrendurchmesser, p den Druck in Millimeter Hg und J die Stromstärke in Milliampere. Die mit * versehenen Werte des Druckes entsprechen einer geschichteten Entladung, ** dem S. 273 beschriebenen Übergangsstadium, alle anderen Werte der ungeschichteten Entladung. V und V' geben die Potentialdifferenzen zwischen S_1 und S_2 vor und nach der Einführung des Stabes. Trat bei der Einführung des Stabes, wie dies bei den höheren Drucken der in Tabelle 2 mitgeteilten

Versuche der Fall war, eine Abnahme der Stromstärke ein, so wurde diese vor der Potentialmessung auf den alten Wert reguliert.

Aus den Versuchen ergibt sich:

Die Potentialänderung wächst mit dem Durchmesser des eingeführten Stabes, aber nicht diesem proportional.

Die absolute Änderung des Potentials nimmt mit abnehmendem Druck ab.

Die prozentuale Änderung ändert sich in dem beobachteten Intervall nur wenig, wenn man von der geschichteten Entladung absieht.

Durch die Einführung des Glasstabes wird der Querschnitt der Strombahn geändert. Mit abnehmendem Querschnitt nimmt der Gradient bekanntlich zu. Vergleicht man die von A. HERZ¹⁾ für N_2 gefundenen Änderungen der Gradienten mit dem Querschnitt, so müßte $V' - V$ kleiner sein, wenn der ganze Effekt durch die Querschnittsänderung durch den Stab allein hervorgerufen wurde. Daraus folgt:

Der größte Teil der Potentialänderung rührt von der Verengung des Querschnitts durch die Abbiegung der Stromlinien, bzw. von der durch die Einführung des Stabes hervorgerufenen Potentialverteilung her.

Die Werte von $V' - V$ für die geschichtete Entladung geben nicht die wahre Potentialänderung, die von der Deformation der positiven Säule herrührt, da durch Einführung der Sonde eine Verschiebung der Schichten hervorgerufen wird, die ebenfalls eine Potentialänderung bedingt.

Versuche mit einer Röhre von größerem Querschnitt gaben analoge Resultate. Es soll daher auf deren Mitteilung verzichtet werden.

4. Änderungen des Potentials durch Einführung eines Metallstabes in die Entladung. Drähte von der Dicke der üblichen Metallsonden (0,05 bis 0,5 mm) werden leicht deformiert, wenn sie bis zur Berührung mit der Glaswand eingeführt werden. Es wurden daher nur für Metall- und Glasstäbe größerer Dicke vergleichende Messungen durchgeführt. Zwischen zwei Sonden S_1 und S_2 im Abstände von 3,8 cm wurden miteinander verbundene

¹⁾ A. HERZ, Inauguraldissertation. Freiburg 1895.

Stäbe von 8 und 3,5 mm aus Glas und Messing in zwei gegenüberliegenden seitlichen Röhren so verschoben, daß der Reihe nach der Querschnitt der Strombahn von je einem der vier Stäbe durchsetzt wurde. Die Art der Verschiebung war dieselbe wie früher.

Tabelle 3 gibt die Beobachtungsergebnisse. Dabei ist V die ungestörte Potentialdifferenz zwischen S_1 und S_2 und V_g , V_m , V_G , V_M sind die Werte für die Glas- und Metallstäbe von 3,5 bzw. 8 mm Durchmesser.

Tabelle 3.

$$D = 3,8 \text{ cm, } J = 3,0 \text{ Milliamp.}$$

p	V	V_g	V_m	V_G	V_M
2,3	168,8	186,3	188,1	197,9	213,1
1,73	133,5	145,6	145,6	156,2	164,9
1,23	103,5	112,2	112,7	121,1	126,6
0,83	77,8	83,2	83,7	91,0	94,0
* 0,55	57,8	59,4	60,0	68,0	69,6
* 0,30	36,6	37,8	37,4	42,6	43,2

Beschränken wir uns wieder auf die ungeschichtete Entladung, so folgt:

Bei Einführung dünner Stäbe in die Entladungsbahn ist die Potentialerhöhung für Stäbe aus Leitern und Isolatoren nicht wesentlich verschieden, dagegen ist sie bei dicken Stäben aus Metallen wesentlich höher.

Der große Unterschied läßt sich schon nach der äußeren Erscheinungsform erwarten. Beim Übergang vom Glas- zum Metallstab trat nämlich in diesem Falle eine starke Ausdehnung des dunkeln Raumes um den Stab ein. Wir können daraus schließen, daß ein beträchtlicher Zweigstrom durch das Metall geht und dadurch der höhere Potentialabfall bedingt ist.

Für Metallsonden von der Stärke 0,15 mm würden sich nach dem Vorhergehenden Störungen ergeben, die von der Größenordnung der in Tabelle 1 gegebenen Werte sind.

Der Durchmesser der Sonden muß also möglichst klein gewählt werden. Eine Grenze ist dadurch gesetzt, daß dünnere Drähte auf längere Strecken stets Krümmungen zeigen, so daß sie sich nicht in einem ebenen Querschnitt befinden. Vielfach

wurden sehr dünne Metallsonden verwandt, die bis auf die Spitze mit Glas umgeben waren, um das Potential nur an einer bestimmten Stelle zu messen. Dünne Glasröhren wirken für den Potentialverlauf fast ebenso störend wie Metallstäbe von denselben Dimensionen. Sollen also nicht Störungen beträchtlicher Natur hervorgerufen werden, so dürfen die Umhüllungen nicht wesentlich stärker als die Sonde sein.

5. Potentialverteilung in der Umgebung eines Metallstabes. Die räumlichen Ladungen lassen sich durch Ausmessen des elektrischen Feldes bestimmen. In unserem Falle sind solche Potentialmessungen allerdings bedenklich. Nehmen wir einen stärkeren Stab, der die Störungen hervorbringt und messen wir mit einer dünneren Sonde die Potentialverteilung in seiner Nachbarschaft, so wird die Sonde an und für sich Störungen hervorbringen, wie dies ja auch in der ungestörten Entladung der Fall ist. Da aber im Störungsgebiete des Stabes Stellen verschiedener Helligkeit und damit verschiedener Leitfähigkeit vorhanden sind, so werden die Störungen durch die Sonde an verschiedenen Stellen verschieden groß sein; denn fassen wir den Strom durch die Sonde als Zweigstrom auf, so haben ja Beobachtungen von C. A. MEBIUS, H. A. WILSON, G. C. SCHMIDT¹⁾ u. a. ergeben, daß die Stromstärke unter sonst gleichen Bedingungen in verschiedenen Teilen der Entladung verschieden groß ist. Es ist ferner bekannt, daß bei Verschiebung von Sonden Schichten in dem Entladungsrohre mit verschoben werden²⁾. Analoge Vorgänge sind bei den Lichtgebilden im Störungsgebiet zu erwarten. Da die hier zu messenden Potentialwerte klein sind, so werden diese Fehlerquellen die Messungsergebnisse stark beeinflussen. Ich habe daher auf eine Bestimmung der räumlichen Potentialverteilung verzichtet und nur die Potentialverteilung in einer Ebene bestimmt. Auch diese Messungen sollen aus den im vorhergehenden und folgenden gegebenen Gründen nur einen orientierenden Charakter tragen.

Das Prinzip der Anordnung gibt Fig. 2. Die Stellung der Sonde *S* konnte durch Schlittenverschiebung mittels Schraubenmutter und Schraubenspindel geändert werden. Der Stab *s* war dabei durch einen barometrischen Höhenverschluß in die Röhre

¹⁾ C. A. MEBIUS, Wied. Ann. 59, 695, 1896; H. A. WILSON, Phil. Mag. (5) 49, 505, 1900; G. C. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 18, 869, 1905.

²⁾ W. P. GRAHAM, Wied. Ann. 64, 71, 1898.

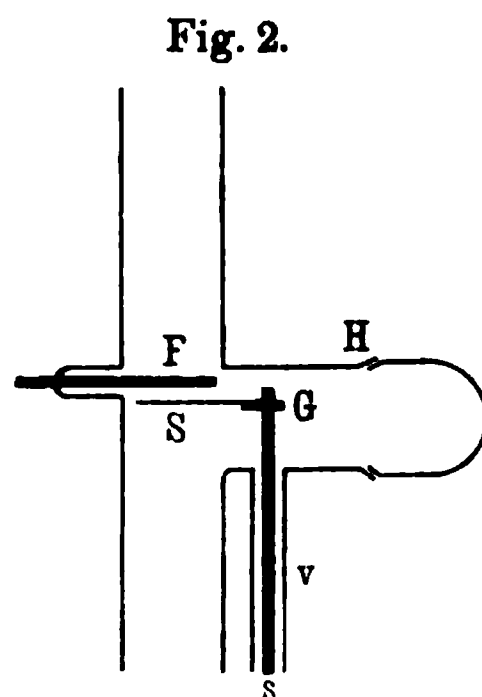
eingeführt und die Verschiebungsvorrichtung außerhalb angebracht. Bei weiteren Versuchen wurde, um die Hg-Dämpfe zu vermeiden, die Verschiebung der Sonde durch Drehung eines Schliffes mit eingekitteter Stahlspiralachse bewirkt. Ein bei v eingeführter Vierkant diente zur Führung für den Vierkantstab, an dem die Sonde in diesem Falle befestigt war.

Die Sonde S wurde durch den seitlichen Schliff H mittels eines Gewindes bei G eingeführt. Dabei waren allerdings Verbiegungen des vorn angelöteten Platindrahtes S nicht zu vermeiden. Mit Hilfe eines gebogenen Drahtes wurde der Platindraht S nach der Einführung in das Rohr dem Stabe F parallel gerichtet. Das Ansatzrohr für den Stab F war nicht vollkommen zentrisch angesetzt, daher mußte auch die Sonde etwas exzentrisch eingeführt werden.

Die Sonde mißt wegen ihrer Ausdehnung das mittlere Potential längs einer Parallelen zu F . Eine Umhüllung mit Glas wurde aus den S. 278 angegebenen Gründen vermieden. Bei einer kleinen seitlichen Verschiebung schneidet die Sonde Flächen verschiedenen Potentials und dies kann bei der ganzen Art der Anordnung nicht vermieden werden. Immerhin werden wir aus den Messungen einige Anhaltspunkte für die Potentialverteilung erhalten.

In Fig. 3 ist die Potentialverteilung in der Nähe eines Stabes von 8 mm Durchmesser gegeben, wie sie sich aus der Sondenmessung ergibt. Es wurde dabei die Potentialdifferenz zwischen Stab und Sonde gemessen, und zwar für jeden Abstand durch Stromkehr der Abfall gegen die Anoden- bzw. Kathodenseite des Entladungsrohres. Die Abszissen geben die Abstände von dem Stabe in Millimetern, die Ordinaten die Potentialdifferenzen zwischen Stab und Sonde.

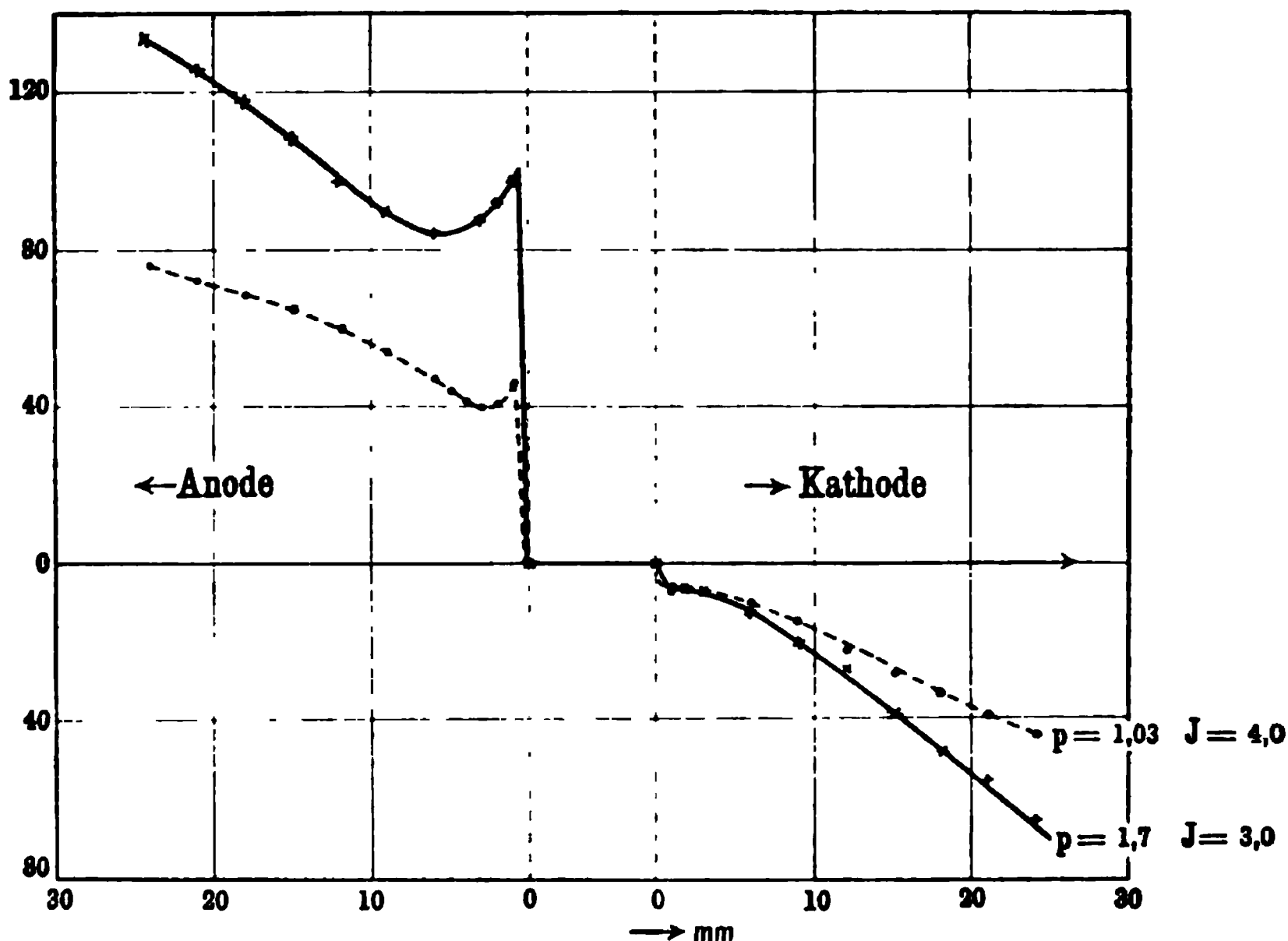
Der Verlauf der Kurven zeigt zunächst, daß in der Nähe des Stabes ein starker Potentialabfall vorhanden ist, und zwar ein sehr viel größerer auf der Anodenseite des Entladungsrohres. Dieser entspricht dem Kathodenfall des eintretenden Zweigstromes. Der Potentialabfall auf der Kathodenseite des



Entladungsrohres — der Anodenfall des Zweigstromes — ist bei höheren Drucken wesentlich kleiner als der Kathodenfall.

Verfolgen wir den weiteren Verlauf der Potentialkurven, so sehen wir, daß bei Verschiebung der Sonde von dem Stabe fort auf die Anode zu (Anodenseite) die Potentialdifferenz abnimmt. Dieser Potentialverlauf entspricht dem Auftreten eines negativen Gradienten. Auf der Kathodenseite wurde ein negativer Gradient

Fig. 3.



nur in wenigen Fällen beobachtet. Übrigens sind die Potentialänderungen in letzterem Falle so klein, daß dieser Beobachtung kein großes Gewicht beizulegen wäre.

Negative Werte des Gradienten wurden bereits mehrfach beobachtet, so wohl zuerst von H. A. WILSON¹⁾ in der Nähe der Anode, von J. J. THOMSON²⁾ an den Schichtköpfen und von J. WÜRSCHMIDT³⁾ bei Zweigströmen zwischen zwei Entladungsrohren.

Ob in dem hier vorliegenden Falle dieser Potentialverlauf der tatsächlichen Potentialverteilung entspricht, oder, was wahr-

¹⁾ H. A. WILSON, Phil. Mag. (5) 49, 505, 1900.

²⁾ J. J. THOMSON, ebenda (6) 18, 441, 1909.

³⁾ J. WÜRSCHMIDT, Habilitationsschrift, Erlangen 1911.

scheinlicher ist, durch sekundäre Umstände bedingt ist, möge zunächst offen gelassen werden, da die bisherigen Versuche eine Entscheidung in dieser Frage noch nicht zu geben vermögen. Es können einerseits Störungen durch Einführung der Sonde eine Rolle spielen und andererseits ist vor allem zu berücksichtigen, daß die Sonde, deren Länge den ganzen Querschnitt durchdringt, Flächen verschiedenen Potentials schneidet und daher einen mittleren Potentialwert angibt.

Jedenfalls aber weisen die Potentialmessungen darauf hin, daß auf die starken Potentialabfälle in unmittelbarer Nähe des Stabes Stellen folgen, in denen der Gradient unter den Betrag erniedrigt ist, den er im ungestörten Gebiet besitzt. (Der mittlere Wert desselben wurde aus der Potentialdifferenz zwischen zwei Sonden im Abstände von 20 cm bestimmt.) Es treten also nach den Ladungen an dem Stabe noch Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens auf, entsprechend dem Übergang in den ungestörten Gradienten. Ob bei diesem Übergange noch mehrere Maxima und Minima des Gradienten auftreten, soll hier nicht näher untersucht werden, da die Sondenmessungen in dem vorliegenden Falle aus den oben angegebenen Gründen doch keinen sicheren Schluß auf die tatsächlichen Verhältnisse gestatten werden.

A. WEHNELT¹⁾ hat Versuche über die Zuverlässigkeit der Sonden im dunkeln Raume angestellt. Er bringt ein Hindernis in die Strombahn (Stab oder Plättchen) und ermittelt durch eine Sonde den Potentialverlauf in der Nähe des Hindernisses. Er findet: „Aus der Form der Potentialkurven geht hervor, daß an dem Hindernis die größte freie positive Elektrizität sitzt. Zwischen Kathode und Hindernis ist der Potentialanstieg völlig geradlinig, also ist dort keine freie Ladung vorhanden. Zwischen Glimmlicht und Hindernis setzt sich die Kurve mit schwachen Krümmungen fort. Aus ihrem Verlauf folgt, daß zuerst freie negative, dann freie positive Elektrizität vorhanden ist, jedoch sind die Ladungen sehr gering gegen diejenige Menge freier Elektrizität, die auf dem Hindernis selbst angehäuft ist.“

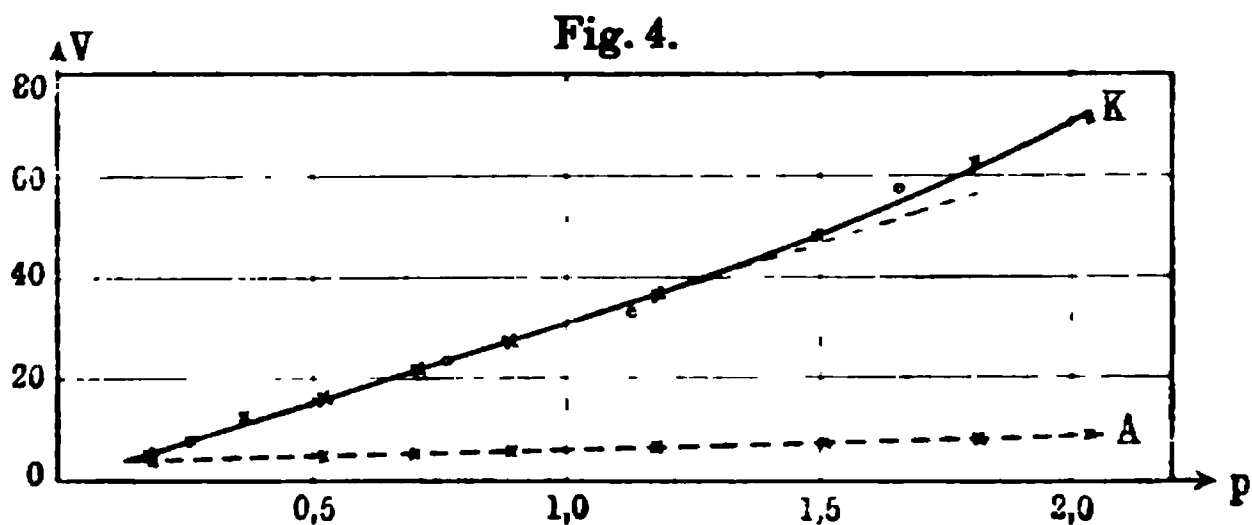
Bei den im vorhergehenden mitgeteilten Messungen ergibt sich aus der Potentialverteilung eine positive Ladung an dem

¹⁾ A. WEHNELT, Verh. d. D. Phys. Ges. 13, 505, 1911.

Hindernis gegen die Anode und eine negative Ladung gegen die Kathode, und zwar ist die Dichte der positiven Ladung sehr viel größer als die der negativen.

Die Beobachtungen in der positiven Säule und in dem dunkeln Raume stimmen also in dem wesentlichen Punkte überein, daß die Dichte der positiven Ladung an dem Hindernis überwiegt. Für den weiteren Potentialverlauf ergeben sich einige Unterschiede, die wohl zum größten Teil durch das verschiedene physikalische Verhalten des Kathodendunkelraumes und der leuchtenden positiven Säule, sowie durch die Verschiedenheit der Versuchsbedingung, z. B. Verschiedenheit des Druckes bedingt sind.

6. Abhängigkeit des Anoden- und Kathodenfalles vom Druck. Das Auftreten eines Kathoden- und Anodenfalles an der



Sonde ist das wichtigste Ergebnis der in 5. mitgeteilten Messungen. Die Abhängigkeit dieser Potentialabfälle vom Druck für einen Aluminiumstab von 6 mm Durchmesser bei einer Stromstärke von $J = 4,0$ Milliamp. ist in Fig. 4 gegeben. Die Sonde befand sich bei den Messungen in einem Abstände von etwa 1,5 mm von dem Stabe.

Man sieht aus dem Verlauf der Kurven, daß die Kathoden-gefälle K für die niederen Drucke nahezu auf einer Geraden liegen, die durch den Nullpunkt geht. Daß die Beziehung $K/p = \text{const}$ nicht streng gültig ist, zeigt die Tabelle 4, in der die Werte von K/p für verschiedene Werte des Druckes gegeben sind.

Tabelle 4.
 $D = 4,2 \text{ cm}, J = 4,0 \text{ Milliamp.}$

p . .	2,03	1,81	1,50	1,18	0,89	0,70	0,52	0,37	0,26	0,17	0,57	1,13	1,65
K/p .	35,1	35,6	33,4	31,6	31,0	31,0	32,6	34,6	31,5	29,5	33,1	32,5	35,4

Immerhin läßt sich für die niederen Drucke in erster Annäherung sagen, daß der Kathodenfall bei gleicher Ionisierungsstromstärke dem Druck direkt und der freien Weglänge umgekehrt proportional ist.

Der Anodenfall wächst ebenfalls mit wachsendem Druck, aber nicht so stark wie der Kathodenfall. Die Beziehung zwischen p und A in Fig. 4 gibt eine Gerade, die nicht durch den Anfangspunkt des Koordinatensystems geht.

7. Abhängigkeit des Kathoden- und Anodenfalles von der Oberfläche des eingeführten Stabes. Die Größe des Zweigstromes durch die Sonde hängt auch von der Oberfläche der Sonde ab, da von dieser die Größe des Anoden- und Kathodenfalles abhängt. Den Einfluß einer Vergrößerung der Oberfläche des eingeführten Stabes zeigt der folgende Versuch:

Ein Messingstab von 2 mm Durchmesser befand sich zwischen zwei festen Sonden im Abstände von 1,2 cm. Auf dem Messingstabe konnte ein Messingrohr ($d = 5$ mm) verschoben und damit in die Strombahn eingeführt und aus ihr entfernt werden. Zur Verschiebung (mit einem Elektromagneten, wie oben) war ein Eisenrohr am Ende des Messingrohres angebracht. Um stets sicheren Kontakt zu haben, waren Rohr und Draht durch eine Platinspirale verbunden.

Tabelle 5.
 $D = 4.2$ cm, $J = 3,0$ Milliamp.

p	V_+	V'_+	V_-	V'_-
2,5	45,5	64	22,4	15,2
1,61	32,6	45,5	17,8	13,1
1,05	25,0	33,5	11,4	8,9
* 0,41	14,2	17,2	5,71	4,94

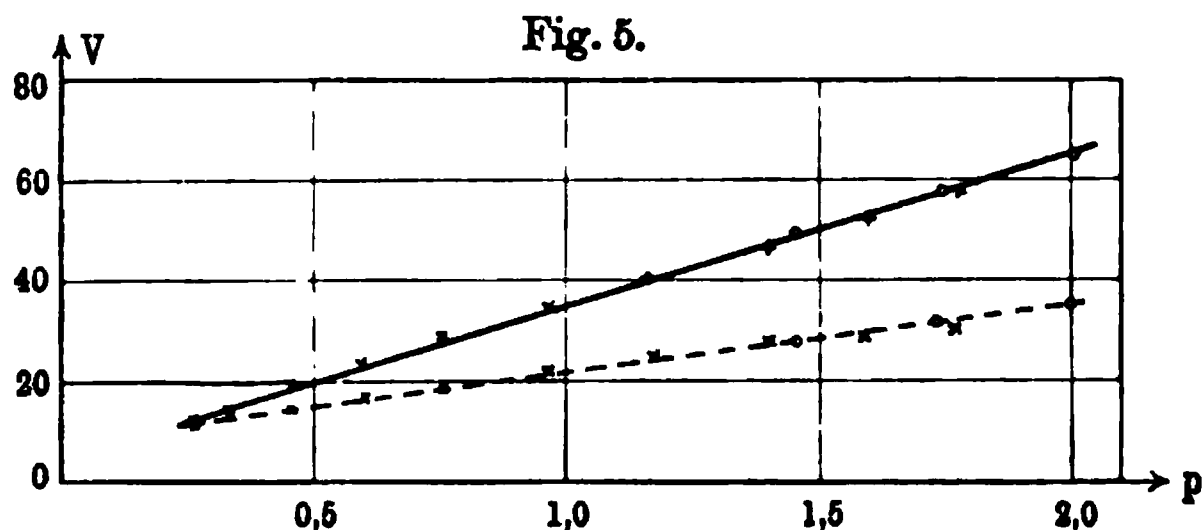
In Tabelle 5 geben V_+ und V_- die Potentialdifferenzen zwischen Stab und Sonde gegen die Anode und Kathode, V'_+ und V'_- die entsprechenden Werte, wenn das Messingrohr eingeführt wurde.

Die Werte V_+ und V'_+ (V_- und V'_-) entsprechen allerdings nicht dem reinen Kathoden-(Anoden-)Gefälle, da der Abstand der Sonden von dem Stabe bzw. dem Rohre einige Millimeter betrug, doch ergaben Beobachtungen mit Sonden in sehr geringem

Abstände von dem Rohre analoge Resultate, nämlich daß in dem oben untersuchten Druckbereiche durch Vergrößerung der Oberfläche des Stabes der Potentialabfall auf der Anodenseite erhöht, auf der Kathodenseite erniedrigt wird.

Die Erklärung dieser Erscheinung ist darin zu suchen, daß die Größe des Kathodenfalles in erster Linie bestimmend ist für die Größe des eintretenden Zweigstromes. Anoden- und Kathodenfall nehmen mit wachsender Stromstärke zu, mit wachsender Elektrodenfläche ab. Beim Kathodenfall überwiegt in dem vorliegenden Falle der erste, beim Anodenfall der zweite Einfluß.

8. Potentialverteilung in der Umgebung eines Glasstabes. Wie sich die Potentialverteilung bei Einführung von



Isolatoren gestaltet, läßt sich experimentell etwas schwieriger verfolgen. Daß die Verhältnisse hier ähnlich liegen, läßt sich nach den Ergebnissen von 1. und 2. erwarten. Eine direkte Bestimmung des Potentialabfalles an der Anoden- und Kathodenseite konnte ich nicht durchführen, da ich keine Methode sah, das Potential eines Glasstabes bzw. die Potentialverteilung in ihm zu bestimmen.

In Fig. 5 ist eine Beobachtungsreihe gegeben, bei der die Potentialdifferenz zwischen zwei Sonden gemessen wurde, deren eine im Abstände von 0,2 cm hinter dem Glasstabe sich befand, während die andere direkt über dem Glasstabe, also in einem Querschnitt durch die Mitte des Glasstabes lag. Der Durchmesser des Glasstabes war 0,82 cm.

Auch in diesem Falle ergeben sich die Potentialabfälle größer, wenn die Sonde gegen die Anode liegt. Die Unterschiede sind geringer. Die Frage, inwieweit der Potentialwert der Sonde, die den Glasstab berührt, mit dem Potentialwert des Glasstabes an

dieser Stelle übereinstimmt, soll hier nicht weiter untersucht werden.

9. Die wichtigsten Resultate sind die folgenden:

a) Aus theoretischen Betrachtungen folgt, daß in der Nähe einer Sonde räumliche Ladungen auftreten müssen.

b) Durch Einführung eines Fremdkörpers, z. B. einer Sonde, wird das Potential erhöht. Die Potentialerhöhung wächst mit wachsendem Druck und mit der Dicke des eingeführten Stabes.

c) Dünne Stäbe aus Metall und Glas bedingen ungefähr gleiche Störungen, dagegen sind bei dicken Stäben die Störungen durch Metallstäbe wesentlich größer.

d) In der Nähe eines in die Entladung eingeführten Stabes sind starke Potentialabfälle vorhanden, sowohl nach der Anodenseite als nach der Kathodenseite hin. Der erstere ist sehr viel größer. Er entspricht dem Kathodenfall des eintretenden Zweigstromes.

e) Bei Potentialmessungen müssen daher die Sondendurchmesser möglichst klein gewählt werden. Bei Umhüllung der Sonde mit Glas gilt für die Glashülle dasselbe.

f) Bei Doppelsonden, d. i. Sonden, deren Abstand sehr klein ist, fallen naturgemäß die Potentialstörungen sehr stark ins Gewicht.

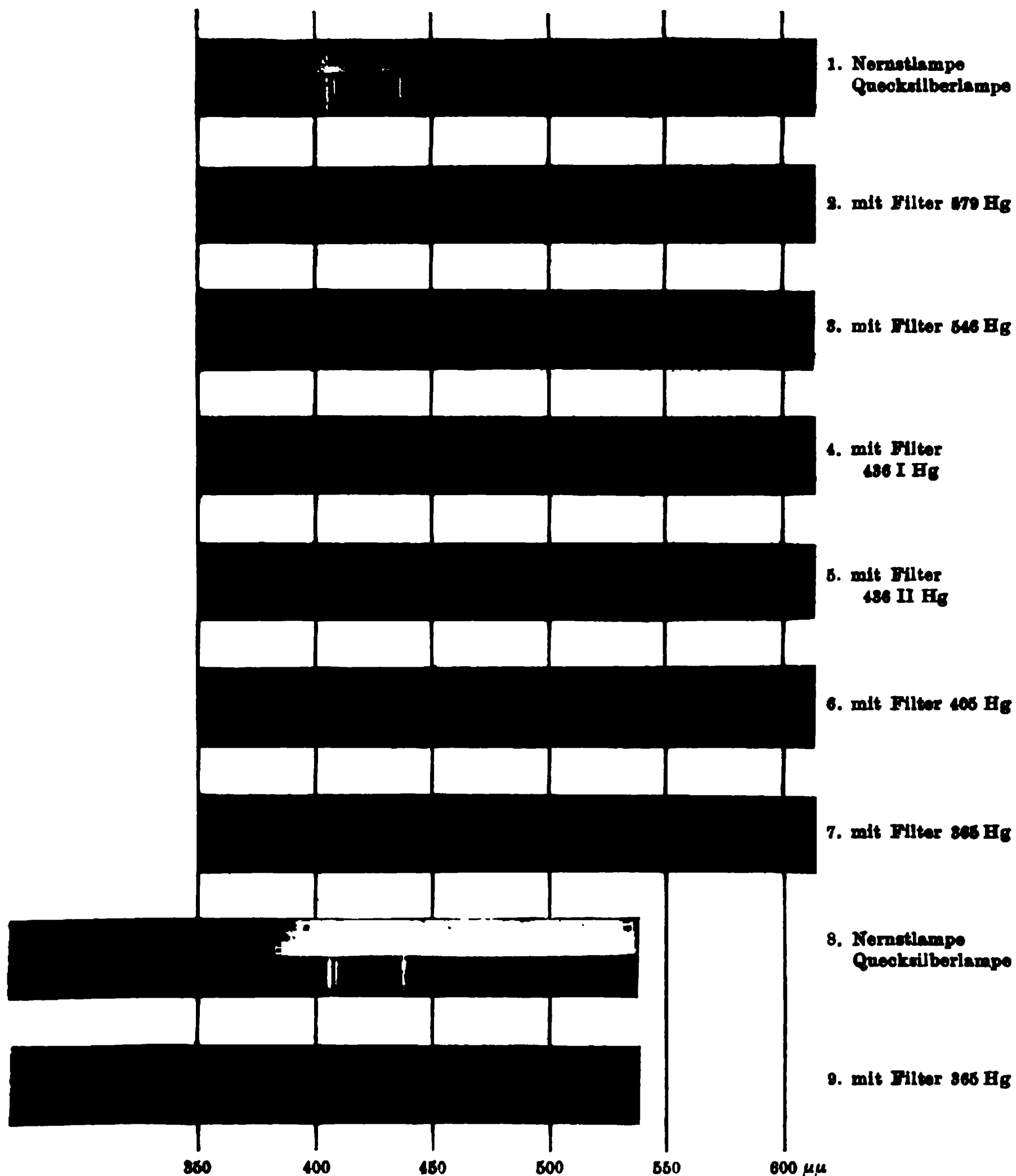
Erlangen, Physikalisches Institut, Januar 1913.

**Über Gelatine-FarbfILTER für Quecksilberlampen;
von Hans Schulz.**

(Eingegangen am 11. April 1913.)

Die stets steigende Benutzung monochromatischen Lichtes, nicht nur für wissenschaftlich optische Untersuchungen, sondern auch für Demonstrationszwecke und praktische Prüfungen, hat das Bedürfnis gezeitigt, monochromatisches Licht verschiedener Farben in einfachster Weise zur Verfügung zu haben. — Die bisher zu diesem Zwecke zur Verfügung stehenden monochromatischen Lichtquellen, welche nur enge Spektralbereiche emittieren, also Lithium-, Natrium- und Thalliumflamme, sind für die meisten Zwecke nicht vollkommen ausreichend; namentlich wenn photographische Aufnahmen in Frage kommen, erfordern sowohl Lithium- als Natriumlicht relativ lange Belichtungszeiten, auch ist die zeitliche Konstanz dieser monochromatischen Lichtquellen durchaus nicht genügend, um bei photometrischen Messungen vergleichsfähige Werte aus photographischen Aufnahmen entnehmen zu können.

Abgesehen von diesen Übelständen ist auch die Monochromasie bei diesen Lichtquellen nicht allzu günstig, da, wie bekannt, die von den Flammen emittierten Strahlen sich über einen verhältnismäßig weiten Wellenlängenbezirk erstrecken. Viel günstiger in bezug auf Monochromasie und auf zeitliche Konstanz der Lichtquelle sind die Quecksilberdampflampen, welche aber dafür den Nachteil haben, daß sie eine größere Anzahl diskreter Wellenlängen emittieren, die also durch entsprechende Hilfsmittel getrennt werden müssen. Solange nur eine kleine leuchtende Fläche erforderlich ist, ist diese Trennung durch einen Spektralapparat zu erreichen, sind dagegen größere leuchtende Flächen nötig, wie es für viele Interferenzversuche unvermeidlich ist, so kann man nur durch Anwendung von Farbfiltren eine ausreichende Trennung der verschiedenen monochromatischen Bestandteile des emittierten Lichtes erreichen, ohne das durchgehende Licht mehr zu schwächen, als es in einem Spektralapparat der Fall ist.



Aufnahmen mit Gitterspektrograph.

Platte: Hauff-orthochromatisch-lichthoffrei. Belichtungszeit 40 Sek.

Auf Grund zahlreicher Vorversuche sind von mir in der Optischen Anstalt C. P. GOERZ eine Reihe von Filtern hergestellt worden, deren Durchlässigkeitsbereich so gewählt ist, daß nur eine oder zwei eng benachbarte Wellenlängen des Quecksilberspektrums durchgelassen werden, und zwar für die Wellenlängen

579 + 577 $\mu\mu$
546 $\mu\mu$
436 $\mu\mu$
407 + 405 $\mu\mu$
365 $\mu\mu$.

Die Filter bestehen aus gefärbten Gelatinefolien, die der besseren Haltbarkeit wegen zwischen Spiegelglasplatten eingekittet werden. Ist größere Durchlässigkeit für die kurzwelligeren Strahlen erwünscht, so kann an Stelle des Spiegelglases auch Jenaer UV-Glas Verwendung finden. Bei passender Wahl der Farbstoffe bleiben die Filter auch bei langer Bestrahlung unverändert, jedenfalls konnte bei den Filtern innerhalb eines Jahres keine Zunahme der Durchlässigkeit festgestellt werden.

Zur Illustration der Wirkungsweise seien im nachfolgenden eine Reihe von Spektren wiedergegeben, welche in ihrer oberen Hälfte das Spektrum eines Nernstbrenners, in ihrem unteren Teil das Spektrum einer Quecksilberdampflampe (Uviol-Lampe) zeigen, wobei sämtliche Aufnahmen mit gleicher Belichtungszeit gemacht wurden. Während Aufnahme 1 das Spektrum der Lichtquellen ohne Filter zeigt, ist in Aufnahme 2 die Wirkung des Gelbfilters 579 + 577 $\mu\mu$, in Aufnahme 3 die Wirkung des Grünfilters 546 und in Aufnahme 4 und 5 die Wirkung zweier verschiedener Blaufilter gegeben, während die Filter in den Aufnahmen 6 und 7 die violetten bzw. ultravioletten Linien 405 und 365 durchlassen. Die Aufnahmen 4 und 5 zeigen, daß das Filter, mit welchem Aufnahme 4 gemacht worden ist, zwar heller ist, dafür aber noch merkliche Bruchteile der Linie 404,7 durchläßt, während in Aufnahme 5 nur die Linie 435,9 hindurchgelassen wird.

Bezüglich der letzten Aufnahme (7) möchte ich bemerken, daß die weiter nach dem Ultravioletten gelegenen Linien der Quecksilberlampe nicht mehr hindurchgelassen werden, wie die Kontrollaufnahmen 8 und 9 zeigen. Das aus der Nernstlampe ausgeschnittene Band, welches im oberen Teil der Aufnahmen ersichtlich ist, zeigt deutlich die Breite der durchgelassenen Partie

und somit die Begrenzung des durchgelassenen Spektralgebietes für weißes Licht.

Für eine Reihe von Versuchen bieten diese Filter eine außerordentliche Erleichterung. In gleicher Weise sind noch Filter für die Linien des normalen Wasserstoffspektrums hergestellt worden, über welche bei anderer Gelegenheit berichtet werden soll.

Die Filter werden angefertigt von der Optischen Anstalt C. P. GOERZ-Friedenau.

Friedenau, April 1913.

***Zur Frage
der Beeinflussung selektiver Absorptionsspektra
durch elastische Deformation;
von Paul Selényi.***

(Eingegangen am 7. April 1913.)

Es wäre von theoretischem Interesse, etwas Näheres über die durch elastische Deformation hervorgerufene temporäre Doppelbrechung in festen Körpern zu erfahren, was aber nur dann zu erwarten ist, wenn Beobachtungen über die damit möglicherweise verbundene Änderung der Absorption vorliegen. Meine hierauf gerichteten Versuche mußten aus äußeren Gründen leider abgebrochen werden, doch gestatte ich mir, das erhaltene negative Resultat vorzulegen, da der Versuch viel empfindlicher angeordnet werden konnte, als ein ähnlicher älterer des Herrn VOIGT¹⁾. Bei einseitiger Kompression von „Didymglas“ und bei allseitiger Kompression (Druck von 60 Atm.) einer konzentrierten Lösung von „Didymsulfat“ konnte er keine beobachtbare Veränderung bewirken.

Meine Versuche habe ich, der Anregung des Herrn Professor H. DU BOIS folgend, mit künstlichem Rubin angestellt, der bekanntlich²⁾ bei der Temperatur der flüssigen Luft außerordentlich feine Absorptionslinien aufweist; da er auch eine überaus große Druckfestigkeit zeigt, so könnte man zu solchen Versuchen kaum ein besseres Objekt wählen.

Der Rubin (Nr. 4) war senkrecht zur Achsenrichtung geschliffen, so daß er in dieser Richtung durchleuchtet wurde, während der Druck senkrecht dazu erfolgte; der Rubin mit einer als Druckapparat benutzten kleinen Gewindekluppe konnte in flüssige Luft eingetaucht werden. Die Absorptions- bzw. Fluoreszenzlinien (hauptsächlich die zwei stärksten Linien im Rot mit den Wellenlängen 691,8 und 693,2 $\mu\mu$) wurden mit einem ROWLANDschen Konkavgitter (Radius 181 cm, 568 Striche pro Millimeter) im

¹⁾ W. VOIGT, Ann. d. Phys. (4) 6, 459, 1901.

²⁾ H. DU BOIS und G. J. ELIAS, ebenda (4) 27, 233, 1908.

Spektrum erster Ordnung beobachtet; mit der üblichen Einrichtung (halbiertes $\lambda/2$ Glimmerplättchen und Analysator) konnte man zwei senkrecht zueinander polarisierte Komponenten übereinander erscheinen lassen. Diese Einrichtung war nötig, da als das nächstliegende durch den Druck eine Verbreiterung bzw. Aufspaltung jeder Linie in zwei zueinander senkrecht polarisierte Komponenten zu gewärtigen sein konnte. Es war aber keine solche Veränderung zu beobachten oder jedenfalls keine, welche eine Größe von $0,03\mu\mu$ überschritten hätte; der Druck wurde dabei auf etwa 100 bis 150 kg/mm² gesteigert. Die durch den Druck verursachte Doppelbrechung konnte ich wegen der ohnedies vorhandenen akzidentellen Doppelbrechung in der Achsenrichtung nicht messen, doch das zwischen gekreuzten Nicols anfangs noch annähernd ausgelöschte Bild des Rubins leuchtete schon weit unter dem Höchstdrucke kräftig auf und änderte sich dann nicht merklich, wenn der Rubin in flüssige Luft getaucht wurde.

Da die untersuchten Linien auch im außerordentlichen Spektrum — wenn auch bedeutend schwächer — zu sehen sind, so kann man auch annehmen, daß durch den Druck keine Verschiebung, sondern nur ein Stärker- bzw. Schwächerwerden derselben bewirkt wird. Den Verlauf der temporären Doppelbrechung in der Nähe der Absorptionslinien festzustellen, gelang wegen der erwähnten akzidentellen Doppelbrechung nicht. Es war unmöglich, die Methode der horizontalen Interferenzstreifen (BABINET-Kompensator) anzuwenden.

Herrn Prof. H. DU BOIS bin ich zu Dank verpflichtet für sein reges Interesse, ebenso Herrn Dr. W. J. DE HAAS für seine gütige Hilfe bei den Beobachtungen.

***Zur Erzeugung
starker u. gleichförmiger magnetischer Dauerfelder;
von H. du Bois.***

(Eingegangen am 7. April 1913.)

Nachdem die Konstruktion kräftiger Elektromagnete zu einem Abschluß gelangt ist, schien mir die Entwicklung einer allgemeineren Theorie der Polarmaturen angezeigt; war doch bisher nur der freilich sehr wichtige Fall des abgestutzten Kegels von STEFAN behandelt worden, und zwar mit einer jetzt kaum noch ausreichenden Vollständigkeit. Im folgenden wird zunächst das magnetische Feld angegeben für Polarmaturen verschiedener Form, sowohl Rotationskörper wie auch zylindrische bzw. prismatische Gebilde¹⁾. Außer der Intensität spielt bei den neueren Präzisionsmethoden die Topographie des Feldes, insbesondere seine größere oder geringere Gleichförmigkeit, eine immer wichtigere Rolle. Für die Anziehung oder Abstoßung kommt es hauptsächlich an auf die ersten Derivierten des Feldes nach den Koordinaten. So z. B. bei den Gradientmethoden und auch bei Extraktionsmagneten, wie sie u. a. in der operativen Ophthalmologie und für Erzscheider verwendet werden. Die mitzuteilenden theoretischen Resultate finden demnach sowohl magnetotechnisch wie auch in der Laboratoriumspraxis mancherlei Anwendung. Im Anschluß daran werden einige neuere Erfahrungen über die Kühlung der Halbringe elektromagnete mitgeteilt.

Rundarmaturen.

Es sei $\xi = \varphi(\eta)$ die Meridiankurve der Rotationsfläche, dann ist allgemein für Punkte auf der x -Symmetrieachse:

$$\Phi(x) = \pi \int \frac{x + \xi}{\sqrt{\eta^2 + (x + \xi)^2}} d\eta,$$

woraus sich durch Differentiation die erste und zweite Derivierte ergibt.

¹⁾ Die Entwicklung und Beweisführung der nachfolgenden sowie weiteren Gleichungen bleibt einer ausführlicheren Mitteilung in den Annalen vorbehalten.

Zweimanteliges Rotationshyperboloid. Man erhält im Mittelpunkt für die Doppelfläche eine ziemlich komplizierte Gleichung; bewirkt man dann den Übergang zur asymptotischen Doppelkegelfläche zwischen den Durchmessern $2b$ und $2B$ (vgl. Fig. 1), so erhält man den bekannten Ausdruck von STEFAN und Sir A. EWING.

Kegelstutzpole mit in 0 zusammenfallenden Spitzen und den seit langem von mir benutzten vortretenden Stirnflächen geben im Zentrum 0 ein Feld

$$\Phi(0) = \Phi_1 + \Phi_2 = 4\pi \Im \sin \text{vers } \beta + 4\pi \Im \sin^2 \alpha \cos \alpha \log \frac{B}{b}.$$

Die beiden, den Stirnflächen bzw. den Kegelflächen entsprechenden Glieder sind praktisch meistens von gleicher Größenordnung. Zur Untersuchung der Gleichförmigkeit differenziere man zweimal; man erhält

$$\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} = -2 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial y^2} = -2 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial z^2} = 4\pi \Im \frac{3 \sin^4 \beta \cos \beta}{b^3},$$

dem entspricht für Φ_1 stets ein Längsminimum. Ferner ist

$$\frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial x^2} = -2 \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial y^2} = -2 \frac{\partial^2 \Phi_2}{\partial z^2} = 4\pi \Im \cdot \frac{3}{2} \sin^4 \alpha \cos \alpha (5 \cos^2 \alpha - 3) \left(\frac{1}{b^3} - \frac{1}{B^3} \right).$$

Da $B > b$, ist dieser Ausdruck \pm für $\alpha \leq \arctg \sqrt{2/3} = 39^\circ 14'$; also besitzt Φ_2 ein Längsminimum und Quervermaximum für kleinere Kegelwinkel, während für die größeren das Gegenteil gilt¹⁾. Schließlich wird für das Gesamtfeld eines Kegelarmaturenpaars im Mittelpunkte

$$\frac{\partial^2 (\Phi_1 + \Phi_2)}{\partial x^2} = 4\pi \Im \cdot \frac{3}{2b^3} \left[2 \sin^4 \beta \cos \beta + \sin^4 \alpha \cos \alpha (5 \cos^2 \alpha - 3) \left(1 - \frac{b^3}{B^3} \right) \right].$$

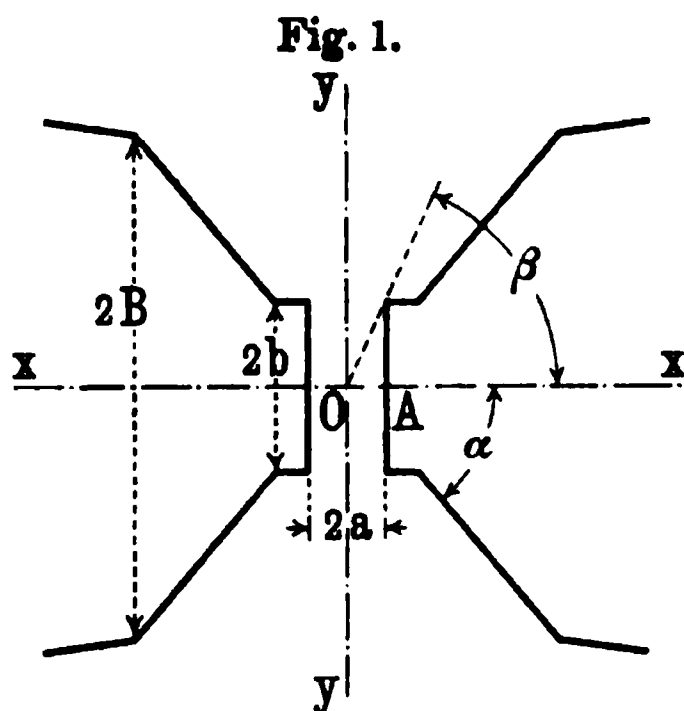
Die Aufgabe besteht nun offenbar darin, den Klammerausdruck schwinden zu lassen; das liefert eine zweideutige Beziehung zwischen α und β ; praktisch kommen wohl nur Werte $\beta \geq \alpha$ in Betracht und darf b^3/B^3 meistens vernachlässigt werden; alsdann findet man z. B.

für $\alpha = 39^\circ 14'$	$54^\circ 44'$	57°	60°	$63^\circ 26'$
$\beta = 90^\circ$	$79^\circ 26'$	$76^\circ 52'$	$72^\circ 49'$	$63^\circ 26'$

Es ist daher auch beim Optimumwinkel $54^\circ 44'$ durchaus tunlich, Gleichförmigkeit und Intensität des Feldes zu vereinigen. Für $\alpha = \beta = 63^\circ 26'$ handelt es sich wieder um Kegelstutzpole

¹⁾ Vgl. B. WALTER, Ann. d. Phys. (4) 14, 112, 1904.

ohne Vorsprung. Diese von der gangbaren Auffassung abweichenden theoretischen Resultate wurden durch Messungen mit kleinen Probespulen mehrfach bestätigt. Bei größeren Polabständen tritt



immer ein Quermaximum auf, welches sich bei Annäherung abflacht, um schließlich unter geeigneten Umständen in ein Querminimum überzugehen, wobei dann das Feld in der Achse schwächer ist als in deren seitlicher Umgebung; nach dem Rande der Stirnflächen hin nimmt es dann schließlich wieder ab.

Beliebige Feldpunkte. Für Kegelstutzpole läßt sich ein allgemeiner Ausdruck für die x - und y -Komponente des Feldes aufstellen, der freilich auf elliptische Integrale führt; dies gilt auch für Punkte in der Äquatorialebene. Für Punkte auf der x -Symmetrieachse ($y = 0$) wird

$$\mathfrak{H}_1(x) = 2\pi \mathfrak{J} \left(\frac{x}{\sqrt{x^2 + b_0^2}} - \frac{x}{\sqrt{x^2 + b^2}} \right)$$

für eine Stirnfläche vom Radius b mit einer zentrischen Bohrung vom Halbmesser b_0 . Ferner vereinfacht sich bei einer einzelnen Kegelfläche die allgemeine Gleichung für einen Punkt auf der Kegelachse im Abstände x von der Spitze und ergibt

$$\mathfrak{H}_2(x) = 2\pi \mathfrak{J} \sin^2 \alpha \cos \alpha \left[\log \frac{\sqrt{x, B} + x \sin \alpha \cos \alpha + B}{\sqrt{x, b} + x \sin \alpha \cos \alpha + b} - \frac{x \operatorname{tg} \alpha + 2B}{\sqrt{x, B}} + \frac{x \operatorname{tg} \alpha + 2b}{\sqrt{x, b}} \right],$$

wo $\sqrt{x, B} = \sqrt{x^2 \sin^2 \alpha + 2x B \sin \alpha \cos \alpha + B^2}$ gesetzt ist¹⁾. Die Differentiation dieser Gleichungen gibt

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_1(x)}{\partial x} = 2\pi \mathfrak{J} \left[\frac{b_0^2}{\sqrt{x^2 + b_0^2}^3} - \frac{b^2}{\sqrt{x^2 + b^2}^3} \right],$$

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_2(x)}{\partial x} = 2\pi \mathfrak{J} \sin^2 \alpha \cos \alpha \left| -\frac{r^2}{x} \cdot \frac{x \operatorname{tg} \alpha + r}{\sqrt{x, r}^3} \right|_{r=b}^{r=B}.$$

Die Formeln für die zweite Derivierte sind komplizierter.

¹⁾ Vgl. P. CZERMAK und V. HAUSMANINGER, Wien. Ber. 98 [2], 1149, 1889.

Konkave und konvexe Kugelsegmente. Betrachtet man eine Kugelzone vom Radius R ; der Gesichtswinkel des Randes sei 2γ , derjenige der zentrischen Bohrung $2\gamma_0$, vom Zentrum aus gesehen; im Abstände x von letzterem ist das Feld, wenn $\xi = x/R$,

$$\Phi(x) = \frac{2\pi\mathfrak{J}}{3} \left| \frac{\xi^4 - \xi^3 \cos \Theta - \xi^2 \sin^2 \Theta + 2\xi \cos \Theta - 2}{\pm \xi^3 \sqrt{\xi^2 - 2\xi \cos \Theta + 1}} \right|_{\Theta=\gamma_0}^{\Theta=\gamma}.$$

Das Vorzeichen $+$ oder $-$ richtet sich nach der Lage des Feldpunktes an der konkaven bzw. konvexen Seite ($\xi \leq 1$). Daraus ergeben sich z. B. die Feldwerte für undurchbohrte Halbkugeln je nach der Lage des Achsenpunktes; so ist $\Phi(0) = 2\pi\mathfrak{J}/3$ im Zentrum einer konkaven Halbkugel; für einen inneren Scheitelpunkt wird $\Phi(R) = 2\pi\mathfrak{J}(1 - \sqrt{2}/3)$, für einen äußeren dagegen $\Phi(R) = -2\pi\mathfrak{J}(1 + \sqrt{2}/3)$, die Unstetigkeit beträgt also richtig $4\pi\mathfrak{J}$. Im Inneren einer Hohlkugel hat das Feld überall den Wert $4\pi\mathfrak{J}/3$, wie es auch aus anderen Eigenschaften folgt. Die Diskussion der Derivierten wird hier ziemlich verwickelt.

Für beliebige Feldpunkte lassen sich die x - und y -Komponenten offenbar mittels zonaler Kugelfunktionen ausdrücken.

Rotationsflächen zweiten Grades. Bei ellipsoidischen Zonen läßt sich das Feld für deren Zentrum berechnen, ähnlich wie im vorstehenden für ein Rotationshyperboloid. Und zwar fällt das Integral verschieden aus, je nachdem es sich um Ovoide oder Sphäroide handelt. Für undurchbohrte Halbovoide bzw. Halbsphäroide vereinfachen sich die Gleichungen¹⁾.

Für ein undurchbohrtes Segment eines Rotationsparaboloids vom größten Durchmesser $2B$ findet man, wenn p den Parameter bedeutet und $\xi = x/p$ sowie $\gamma = B/p$ gesetzt wird,

$$\Phi(x) = \frac{2\pi\mathfrak{J}}{2\xi \mp 1} \left[\frac{\pm 2\xi + \gamma^2}{\pm \sqrt{4\xi^2 + 4(1 \mp \xi)\gamma^2 + \gamma^4}} \mp 1 \right];$$

dabei bezieht sich das obere (untere) Vorzeichen auf die konkave (bzw. konvexe) Seite. Der Verlauf des Feldes längs der Achse läßt sich danach beurteilen. Die Derivierten werden durch kompliziertere Gleichungen dargestellt.

¹⁾ Ihre Verdoppelung ergibt die anderweit schon bekannten Formeln für die Entmagnetisierungsfaktoren eines Rotationsellipsoids.

Schließlich läßt sich also das Feld einer Rundarmatur, die sich zonenweise aus ebenen, konischen sphärischen und paraboloidischen Zonen zusammensetzt, für jeden Punkt der Symmetrieachse durch geschlossene algebraische Ausdrücke darstellen.

Attraktorische Armaturen. Dasselbe gilt für die Derivierten und es läßt sich danach die Anziehung längs der Achse beurteilen. So ergibt sich z. B. für eine einzelne Kegelarmlatur, daß der Optimumhalbwinkel für die Anziehung gesättigter Partikel („Splittertypus“) $39^\circ 14'$ beträgt. Bei ungesättigten Partikeln, deren Magnetisierung dem Felde noch proportional bleibt („Kugeltypus“), erhält man dagegen die größte Anziehung für einen Halbwinkel von $42^\circ 11'$. Ebenso läßt sich die Anziehung berechnen für paraboloidische und sphärische Armaturen, welche letztere bei Augenmagneten zu solchen Zwecken praktisch verwendet worden sind.

Zylinder- und Prismenarmaturen.

Es sei nunmehr $\xi = \varphi(\eta)$ die Gleichung des Normalprofils, dann ist für diesen zweidimensionalen Fall auf der x -Achse

$$\xi(x) = 4 \Im \int \frac{x + \xi}{\eta^2 + (x + \xi)^2} d\eta,$$

woraus sich die Derivierten ableiten lassen.

Zweimanteliger hyperbolischer Zylinder. Man erhält im Mittelpunkt für die doppelte Mantelfläche

$$\xi(0) = 8 \Im \frac{ab}{a^2 + b^2} \left| \frac{b}{a} \operatorname{arctg} \frac{ab^2}{a^2 b^2 + (a^2 + b^2)(\eta^2 - \eta \sqrt{\eta^2 + b^2})} + \log(\eta + \sqrt{\eta^2 + b^2}) \right|_b^B,$$

wo a und b die reelle bzw. imaginäre Halbachse, b und B die Grenzen bedeuten (vgl. Fig. 1). Der Übergang zum asymptotischen Ebenenpaar liefert

$$\xi(0) = 8 \Im \sin \alpha \cos \alpha \log \frac{B}{b}.$$

Prismenarmaturen mit in O sich schneidenden Ebenen und vorstehenden Rippen ergeben im Anschluß daran die früher bereits mitgeteilte Formel¹⁾:

$$\xi(0) = \xi_1 + \xi_2 = 8 \Im \beta + 8 \Im \sin \alpha \cos \alpha \log \frac{B}{b}.$$

¹⁾ Vgl. H. du Bois, Versl. Kon. Akad. Wet. Amst. 21, 355, 1912; Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 758, 1912.

Falls die Länge, $2c$, der erzeugenden Geraden nicht als unendlich zu betrachten ist, ergeben sich Korrektionsglieder, von denen an dieser Stelle abgesehen werden mag. Der Optimumwinkel, für den $\sin \alpha \cos \alpha$ Maximum wird, beträgt hier 45° . Die Differentiation ergibt

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{H}_1}{\partial x^2} = - \frac{\partial^2 \mathfrak{H}_1}{\partial y^2} = 8 \Im \frac{\sin^2 \beta \sin 2 \beta}{b^2},$$

was für \mathfrak{H}_1 stets ein Längsminimum ergibt. Ferner ist

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{H}_2}{\partial x^2} = - \frac{\partial^2 \mathfrak{H}_2}{\partial y^2} = 8 \Im \sin^2 \alpha \cos 3 \alpha \left(\frac{1}{b^2} - \frac{1}{B^2} \right).$$

Da $B > b$, ist dieser Ausdruck \pm für $\alpha \leq 30^\circ = \operatorname{arctg} \sqrt{1/3}$. Für das Gesamtfeld gilt

$$\frac{\partial^2 (\mathfrak{H}_1 + \mathfrak{H}_2)}{\partial x^2} = 8 \Im \cdot \frac{1}{b^2} \left[\sin^2 \beta \sin 2 \beta + \sin^2 \alpha \cos 3 \alpha \left(1 - \frac{b^2}{B^2} \right) \right].$$

Ähnlich wie oben findet man hier als entsprechende Winkel

für $\alpha = 30^\circ$	45°	48°	$50^\circ 46'$	$54^\circ 44'$	60°
$\beta = 90^\circ$	$82^\circ 38'$	$79^\circ 59'$	$77^\circ 9'$	$72^\circ 26'$	60°

Bei fehlenden Stirnflächen ist daher $\alpha = 30^\circ$ der beste Winkel in bezug auf Gleichförmigkeit; bei nicht vorstehenden Polrippen dagegen $\alpha = \beta = 60^\circ$.

Beliebige Feldpunkte. Für Prismenpole lassen sich die Feldkomponenten $\mathfrak{H}_x(x, y)$ und $\mathfrak{H}_y(x, y)$ für jeden Punkt durch integrierbare, wenn auch komplizierte Ausdrücke darstellen. So ist z. B. für äquatoriale Punkte bei einem Armaturenpaare

$$\begin{aligned} \mathfrak{H}_{x1}(y) &= 4 \Im \operatorname{arctg} \frac{2 a b}{a^2 - b^2 + y^2}; \\ \mathfrak{H}_{x2}(y) &= 2 \Im \sin \alpha \cos \alpha \left[\log \frac{y^4 \sin^4 \alpha + 2 B^2 y^2 \sin^2 \alpha \cos 2 \alpha + B^4}{y^4 \sin^4 \alpha + 2 b^2 y^2 \sin^2 \alpha \cos 2 \alpha + b^4} \right. \\ &\quad \left. + 2 \operatorname{tg} \alpha \left\{ \operatorname{arctg} \frac{B \cot \alpha}{y - B} - \operatorname{arctg} \frac{B \cot \alpha}{y + B} - \operatorname{arctg} \frac{b \cot \alpha}{y - b} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \operatorname{arctg} \frac{b \cot \alpha}{y + b} \right\} \right]. \end{aligned}$$

Hierdurch ist die Verteilung des Feldes in der äquatorialen Symmetrieebene, wo es überall nach der x -Achse gerichtet ist, völlig bestimmt.

Für Punkte auf der x -Achse wird im Abstände x von einer Stirnfläche

$$\mathfrak{H}_{x_1}(x) = 2 \mathfrak{J} \operatorname{arctg} \frac{2 b x}{x^2 - b^2} = 4 \mathfrak{J} \operatorname{arctg} \frac{b}{x}.$$

Und für ein prismatisches Ebenenpaar

$$\begin{aligned} \mathfrak{H}_{x_2}(x) = 2 \mathfrak{J} \sin \alpha \cos \alpha \left[\log \frac{x^2 \sin^2 \alpha + B x \sin 2 \alpha + B^2}{x^2 \sin^2 \alpha + b x \sin 2 \alpha + b^2} \right. \\ \left. + 2 \operatorname{tg} \alpha \left\{ \operatorname{arctg} \left(\frac{x}{B} + \cot \alpha \right) - \operatorname{arctg} \left(\frac{x}{b} + \cot \alpha \right) \right\} \right]. \end{aligned}$$

Die Differentiation dieser Gleichungen gibt

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_{x_1}(x)}{\partial x} = -4 \mathfrak{J} \frac{b}{x^2 + b^2},$$

$$\frac{\partial \mathfrak{H}_{x_2}(x)}{\partial x} = 2 \mathfrak{J} \sin^2 \alpha \left| \frac{x \sin 2 \alpha + 2 y \cos 2 \alpha}{x^2 \sin^2 \alpha + x y \sin 2 \alpha + y^2} \right|_{\substack{B \\ b}}.$$

Bohrungen und Schlitzte von rechteckigem Profil lassen sich als fehlende Stirnflächenteile in Abrechnung bringen; obige Gleichungen gestatten also ohne weiteres deren Einfluß zu verfolgen.

Zylinder zweiten Grades. Der Fall eines Kreiszylinders führt für beliebige Punkte der x -Achse auf etwas kompliziertere Formeln als beim Kugelsegment; in der für letzteres gewählten Bezeichnung ist

$$\begin{aligned} \mathfrak{H}(x) = \frac{\mathfrak{J}}{1 + \xi^2} \left| (1 - \xi^2) \Theta + 2 \xi \sin \Theta \right. \\ \left. + (1 + \xi^2) \operatorname{arcsin} \frac{\xi^2 \cos \Theta - 2 \xi + \cos \Theta}{\xi^2 - 2 \xi \cos \Theta + 1} \right|_{\substack{\Theta = \gamma \\ \Theta = \gamma_0}}. \end{aligned}$$

Und einfacher für den Mittelpunkt eines konkaven Zylinders:

$$\mathfrak{H}(0) = \mathfrak{J} \left| 2 \Theta + \sin 2 \Theta \right|_{\substack{\Theta = \gamma \\ \Theta = \gamma_0}}.$$

Beispielsweise gibt ein Halbzylinder ($\gamma = \pi/2$, $\gamma_0 = 0$): $\mathfrak{H}(0) = \pi \mathfrak{J}$; für einen Hohlzylinder wird daher $\mathfrak{H}(0) = 2 \pi \mathfrak{J} = \mathfrak{H}$ für alle inneren Punkte, wie auch in anderer Weise gezeigt werden kann. Für einen inneren Scheitelpunkt wird $\mathfrak{H}(R) = \mathfrak{J}(2\pi - 2)$, für einen äußeren dagegen $\mathfrak{H}(R) = -\mathfrak{J}(2\pi + 2)$, die Unstetigkeit beträgt wieder $4\pi \mathfrak{J}$.

Ähnlich, wie für den hyperbolischen Zylinder, ergibt sich für eine elliptisch-zylindrische Schale

$$\mathfrak{H}(0) = 4 \mathfrak{I} \frac{ab}{a^2 - b^2} \left| \arcsin \frac{y}{b} + \frac{b}{a} \operatorname{arctg} a \sqrt{\frac{1}{y^2} - \frac{1}{b^2}} \right|_0^B.$$

Darin bedeuten a und b die Halbachsen der Ellipse, $m = a/b$ deren Verhältnis. Für einen Halbzylinder wird zwischen den Grenzen 0 und b

$$\mathfrak{H}(0) = 2\pi \mathfrak{I} \frac{b}{a + b} {}^1).$$

Bei parabolischen Zylindern findet man für das Feld in Punkten der x -Achse ein rationales Integral vierten Grades.

Attraktorische Armaturen. Bei einem Einzelprisma ergibt sich der Optimumhalbwinkel für die Anziehung gesättigter Partikel als 30° , bei ungesättigten Partikeln dagegen $32^\circ 8'$. Praktisch wird also der Halbwinkel maximaler Attraktion auf etwa 31° zu normieren sein. Kreiszyklindrische und prismatische Armaturen spielen eine Rolle bei Erzscheidern mit „Walzenmagneten“ bzw. mit gerippten und gerillten „Polringen“, „Polschneiden“ und sogenannten „Sternlamellen“. Prismenpole kommen auch bei der Steighöhenmethode, dem Saitengalvanometer, der Beobachtung transversaler magnetischer Doppelbrechung u. dgl. in Betracht.

Ungleichförmig magnetisierte Armaturen.

Bei der Herleitung obiger Gleichungen wurde zunächst an der Voraussetzung festgehalten, von der seinerzeit auch STEFAN ausgehen mußte, daß die Magnetisierung überall der x -Achse parallel sei und Polelemente dementsprechend ausschließlich auf den Endflächen auftreten. Es kann sich dabei indessen nur um eine erste Annäherung handeln, welche freilich mit der Erfahrung ziemlich gut übereinstimmte. Neuerdings stellte sich jedoch heraus, daß man mit stark erregten Elektromagneten bis zu etwa 10 Proz. intensivere Felder erzeugen kann, als sich nach den bisherigen Formeln aus der Armaturenform errechnen lassen, wenn man keinen höheren Magnetisierungswert als rund 1700 CGS zugrunde

¹⁾ Hieraus ergeben sich die Entmagnetisierungsfaktoren für einen elliptischen Vollzylinder sehr einfach durch Verdoppelung, wie in nachfolgender Notiz näher dargelegt wird:

$$N_x = \frac{4\pi}{m+1} \quad \text{und} \quad N_y = \frac{4\pi m}{m+1}.$$

legen will. Wie ist diese an sich erfreuliche Tatsache theoretisch zu begründen?

Es läßt sich zeigen, daß obige Voraussetzung, die einem bereits von KIRCHHOFF betrachteten Grenzfall entspricht, nicht zutreffen kann; da die Permeabilität kaum unter $\mu = 1,5$ sinkt und nach der Armaturenperipherie zu bedeutend größer ist, findet auch eine erhebliche Brechung der Induktionslinien an schrägen Flächenelementen statt. Andererseits wird aber doch in der Vektorgleichung

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{H} + 4\pi \mathfrak{J}$$

das erste Glied schon von gleicher Ordnung wie das zweite; mithin ist auch nicht mehr angenähert $\mathfrak{J} = \mathfrak{B}/4\pi$. Die Magnetisierung ist daher im allgemeinen nicht solenoidal verteilt und es können dann inwendige Quellen und Senken auftreten. Ich habe dagegen bereits im Jahre 1890 gezeigt¹⁾, daß die induzierte Magnetisierung mindestens komplex-lamellar verteilt sein muß, entsprechend der Bedingung

$$\mathfrak{J} \operatorname{rot} \mathfrak{J} = 0.$$

Diese Überlegung findet eine Stütze in der eleganten hydrokinetischen Methode des Herrn HELE-SHAW²⁾, welche eine übersichtliche Abbildung analoger zweidimensionaler Probleme gestattet, freilich unter Annahme einer konstanten Permeabilität. Seine Fig. 35 entspricht unserem Prismenarmaturenpaar mit ziemlich spitzem Winkel; dort sind die Strömungslinien nun aber nicht parallel, sondern sie bilden ein konvergierendes, merklich geradliniges Büschel.

Dementsprechend sei nun in zweiter Annäherung angenommen, daß z. B. in der linken Armatur (Fig. 2) die Induktionslinien gegen einen Achsenpunkt konvergieren, welcher im Abstände A rechts vom Zentrum O liege; die infolge des numerisch konstanten Sättigungswertes von \mathfrak{J} auftretenden inneren Quellen erzeugen nun bei einer Kegelstutzarmatur in O ein Zusatzfeld, für dessen Wert man findet:

$$\mathfrak{H}'(0) = 4\pi \mathfrak{J} \sin \operatorname{vers} \alpha \log \frac{A \operatorname{tg} \alpha + B}{A \operatorname{tg} \alpha + b}.$$

¹⁾ H. DU BOIS, Verh. d. phys. Ges. zu Berlin 9, 83, 1890; Wied. Ann. 46, 491, 1892.

²⁾ H. HELE-SHAW, Phil. Trans. (A) 195, 303, 1900.

Dagegen wird die Wirkung der Mantelfläche etwas verringert, so daß für das Gesamtfeld eines Armaturenpaars gilt:

$$\begin{aligned} \mathfrak{H}(0) = 4\pi\mathfrak{J} & \left[\sin \text{vers } \beta + \sin^2 \alpha \cos \alpha \left(\log \frac{B}{b} \right. \right. \\ & \left. \left. - \log \frac{A \sin \alpha + B \cos \alpha + \sqrt{A, B}}{A \sin \alpha + b \cos \alpha + \sqrt{A, b}} \right) + 2 \sin \text{vers } \alpha \log \frac{A \operatorname{tg} \alpha + B}{A \operatorname{tg} \alpha + b} \right], \end{aligned}$$

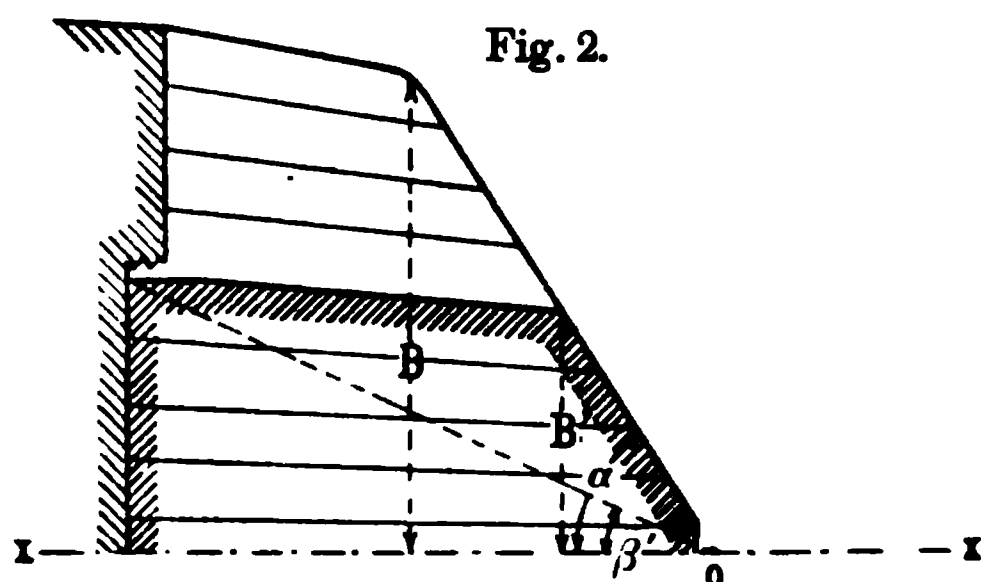
wo wieder $\sqrt{A, B} = \sqrt{A^2 \sin^2 \alpha + 2AB \sin \alpha \cos \alpha + B^2}$ gesetzt ist.

Nimmt man etwa an: $4\pi\mathfrak{J} = 21500$ CGS, $B = 5$ cm, $b = 0,2$ cm, $\alpha = 54^\circ 44'$, $\beta = 79^\circ 26'$, so wird:

für $A = \infty$	$\mathfrak{H}(0) = 21500 [0,818 + 1,220 - 0 + 0] = 43800$	(CGS)
$= 10$ cm	$= 21500 [0,818 + 1,220 - 0,124 + 0,243] = 46500$	
$= 5$ cm	$= 21500 [0,818 + 1,220 - 0,217 + 0,425] = 48400$	

Die Konvergenz der Induktionslinien bedingt daher eine recht merkliche Erhöhung des Feldwertes; und zwar wird das subtraktive dritte Glied von dem additiven vierten etwa ums Doppelte übertroffen. Letzteres entspricht den inneren Quellen und Senken in der linken bzw. rechten Armatur, deren Vorhandensein ich mit dem Ausdruck „Übersättigung“ gekennzeichnet habe. Bei Prismenarmaturen liegen die Verhältnisse ähnlich.

Die Ungleichförmigkeit der Magnetisierung kann ferner unter Umständen durch Verwendung verschiedenartigen Armaturenmaterials bedingt sein; Herr WEISS hat z. B. vorgeschlagen, das Ferrokobalt (Fe_2Co) zu verwerten. Sofern die Herstellung der ganzen Armatur, geschweige denn der Magnet-schenkel, aus solchem Material nicht in Frage kommt, läßt sich schon ein dünnerer Kern vorteilhaft anbringen. Ist dieser etwa so gestaltet (Fig. 2), daß er sich der Richtung der Magnetisierungslinien anschmiegt, so wird die innere Trennungsfläche weder Brechung noch Polelemente bedingen. Nennt man den Magnetisierungsüberschuß $\angle\mathfrak{J}$, so ist die Wirkung der Stirn- und Kegelfläche nach dem vorigen ohne weiteres hinzuschreiben; davon ist



diejenige der Rückfläche offenbar zu subtrahieren. In erster Annäherung beträgt mithin der Feldzuwachs

$$\Delta \mathfrak{H}(0) = 4\pi \Delta \mathfrak{J} \left[\sin \text{vers } \beta + \sin^2 \alpha \cos \alpha \log \frac{B'}{b} - \sin \text{vers } \beta' \right].$$

Im Verhältnis zu seinem geringen Volumen ergibt ein solcher Kern immerhin eine Verbesserung; eine weitere Verdickung desselben bedingt zwar eine logarithmische Zunahme des zweiten Gliedes, dagegen auch eine Vergrößerung des letzten Subtrahenden.

Armaturen aus ungleichartigem Material finden schließlich Verwendung bei den verschiedenen Modifikationen der Isthmusmethode und bei der Beobachtung des Kerreffekts, deren Diskussion indessen hier unterbleiben mag.

Kühlung der Elektromagnete.

Neuerdings macht sich immer mehr das Bedürfnis geltend, längere Versuchsreihen bei konstanter Temperatur durchzuführen, wozu magnetische Dauerfelder darzustellen sind, ohne daß die Erwärmung der Spulen nachteilig wird. Dabei ist zweierlei zu fordern: einmal soll der interpolare Versuchsraum konstant temperiert werden und zweitens soll die Wickelung sich nicht über eine gewisse Grenztemperatur erwärmen. Ersteres wird in meinem Laboratorium seit Jahren durch Immersion der Polspitzen selbst in ein thermo- bzw. kryostatisches Bad und thermischer Isolation gegen die Polschuhe und Schenkel innerhalb des Bereiches von -200° bis $+200^\circ$ bequem erreicht ¹⁾.

Auch sind die oberen Polkerne der großen Halbringmagnete mit einem Spülrohr umgeben; außerdem kann für besondere Zwecke innerhalb der Bohrungen leicht eine Innenspülung angebracht werden. Ferner hat sich die Kühlung der Polschuhe bzw. der Stirnflanschen durch sich anschmiegende Spiralen aus Kupferrohr oder biegsamem Metallschlauch — unter Zwischenlage von Stanniol — gut bewährt. Durch diese läßt man Eiswasser oder Leitungswasser — eventuell temperiert durch elektrische Wasserpumpen — oder Dampf zirkulieren. Ähnliche Spiralen werden klinisch zum Kühlen von Körperteilen benutzt und sind vom Standpunkte der Fabrikation und der Betriebssicherheit der Wasserführung durch gelötete Blechgebilde vorzuziehen, wobei die

¹⁾ Vgl. H. du Bois, ZS. f. Instrkde. 81, 365 ff., 1911.

geringste Undichtigkeit im Inneren zu Durchnässung, „Körperschluß“ und anderen Schwierigkeiten führen kann. Die Mitbenutzung der Spülrohre zur Stromführung bzw. hohler Stromleiter zur Spülung wurde zwar anfangs erwogen, jedoch ebenfalls fabrikatorisch weniger geeignet befunden; im Einzelfall mag sie im Laboratorium freilich gute Dienste leisten.

Was die zweite Forderung betrifft, so hat die Erfahrung gezeigt, daß als Grenztemperatur 80° ohne Nachteile zulässig ist, also eine Erhöhung von $80 - 18^{\circ} = 62^{\circ}$, entsprechend einer Widerstandszunahme von 25 Proz. Jedem Stromwert entspricht nun bei gegebenen Kühlungsverhältnissen eine asymptotische, stationäre Endtemperatur, welche nach einigen Stunden merklich erreicht ist. Ferner bedingt jedes verbrauchte Kilowatt eine Stromwärme von 0,24 Kcal pro Sekunde oder 14,4 Kcal pro Minute. Soll das Leitungswasser sich um nicht mehr als z. B. 5° erwärmen, so bedeutet das einen Wasserbedarf von etwa 3 Liter pro Minute für jedes Kilowatt. Die drei Modelle des Halbringmagnets verbrauchen

	0,7	3	6 Kilowatt
entsprechend	2	9	18 Liter pro Minute.

Dabei ist von der gewöhnlichen Abkühlung durch Konvektion und Strahlung ganz abgesehen. Die Leitung des Wassers erfolgt einfach und billig durch passend gestaltete, nahtlose Flachrohre aus Kupfer, welche auf mindestens 10 Atm. geprüft sind und zwischen die Wickelung derart eingebettet werden, daß kein Teil der letzteren um mehr als 20 bis 30 mm vom Wasserstrom entfernt liegt. Gegen „Körperschluß“ wird Fürsorge getroffen; die herausragenden Schlauchtüllen sind nach unten geneigt und mit Schutzscheiben versehen, um ein Durchsickern des Wassers in die Wickelung zu verhindern, was bedenkliche Folgen zeitigen würde. Es wurden zunächst die „Polwindungen“ eines kleinen Versuchsmodells in dieser Weise ausgerüstet, wobei der Wickelungsraum von einem Lochblechmantel umhüllt war. Außerdem können die äußeren Metallmäntel mit den bekannten Radiatorrippen zur Erleichterung der Wärmeabgabe versehen werden. Der zulässige dauernde Betriebsstrom wurde von 5 Amp. auf 8 Amp. erhöht bei einem Kupferquerschnitt von 1,6 qmm. Wurde der Wasserhahn auf einen Verbrauch von 2 Liter pro Minute eingestellt, so erwärmte sich das Wasser tatsächlich um etwa 5° . Da die „Holm-

windungen“ eine untergeordnete Rolle spielen bzw. mehr als Reserve für besondere Erregungsarten dienen, wurden diese nicht gekühlt, sondern erhielten dafür den doppelten Querschnitt, infolgedessen allerdings nur die halbe Amperewindungszahl verfügbar wird. Dasselbe Verfahren wird jetzt bei dem mittleren und großen Modell eingeführt.

Mittels einer Staubsauge-Einrichtung, welche etwa 2000 Liter Luft pro Minute fördern kann, wurde die Wickelung eines Versuchsholms durch eingebettete perforierte Flachrohre durchlüftet. Diese Methode ergab zwar eine ziemlich befriedigende Kühlung, welche sich wohl noch verbessern ließe. Indessen ist bei stationären Einrichtungen im allgemeinen Wasserkühlung vorzuziehen; insbesondere bei Elektromagneten wirkt sie entschieden besser. Auch ist in allen Laboratoriumsräumen Wasserleitung vorhanden, während kräftige Exhaustoren weniger allgemein zur Verfügung stehen.

Die Entmagnetisierungsfaktoren elliptischer Zylinder;**Notiz von H. du Bois.**

(Eingegangen am 20. April 1913.)

Für ein Ellipsoid mit den Halbachsen a b c sind die drei Entmagnetisierungsfaktoren bekanntlich gegeben durch Ausdrücke wie

$$N_x = 2\pi a b c \int_0^\infty \frac{d\varphi}{(a^2 + \varphi) \sqrt{(a^2 + \varphi)(b^2 + \varphi)(c^2 + \varphi)}}.$$

Die Einzelintegrale für N_x sowie ähnliche für N_y und N_z sind im allgemeinen elliptisch; es läßt sich jedoch zeigen ¹⁾, daß unter allen Umständen ihre Summe

$$\begin{aligned} & \int_0^\infty \left(\frac{1}{a^2 + \varphi} + \frac{1}{b^2 + \varphi} + \frac{1}{c^2 + \varphi} \right) \frac{d\varphi}{\sqrt{(a^2 + \varphi)(b^2 + \varphi)(c^2 + \varphi)}} \\ &= \left| \frac{-2}{\sqrt{(a^2 + \varphi)(b^2 + \varphi)(c^2 + \varphi)}} \right|_0^\infty = \frac{2}{a b c}. \end{aligned}$$

Und daher wird stets ²⁾

$$N_x + N_y + N_z = 4\pi,$$

ein Satz, der übrigens mittelbar mit der POISSONSchen Gleichung zusammenhängt. Für eine Kugel gelten also ohne weiteres schon aus Symmetriegründen die bekannten Werte

$$N_x = N_y = N_z = \frac{4\pi}{3}.$$

Betrachtet man nun einen elliptischen Zylinder, dessen Länge $2c$ beliebig groß sei, so ist in obigem Integral $c/\sqrt{c^2 + \varphi} = 1$ zu setzen und es wird dann

$$N_x = 2\pi a b \int_0^\infty \frac{d\varphi}{(\varphi + a^2) \sqrt{a^2 b^2 + (a^2 + b^2)\varphi + \varphi^2}};$$

¹⁾ P. G. LEJBEUNE-DIRICHLET, Vorlesungen usw., S. 43. Leipzig 1876.

²⁾ G. MESLIN, Journ. de Phys. (4) 7, 861, 1908, erwähnt dies ohne Beweis.

ein integrierbarer Ausdruck, welcher folgendes ergibt:

$$N_z = 4\pi ab \left| \frac{-\sqrt{a^2b^2 + (a^2 + b^2)\varphi + \varphi^2}}{(b^2 - a^2)(\varphi + a^2)} \right|_0^\infty = \frac{4\pi b}{a + b}$$

und durch Vertauschung

$$N_y = \frac{4\pi a}{a + b},$$

während bei genügender Zylinderlänge

$$N_z = 0.$$

Führt man das Achsenverhältnis $m = a/b$ ein, so wird

$$N_z = \frac{4\pi}{m + 1}, \quad N_y = \frac{4\pi m}{m + 1}, \quad N_z = 0;$$

und deren Summe ist in der Tat

$$N_z + N_y + N_z = 4\pi.$$

Für einen Kreiszylinder ($m = 1$) wird, wie anderweit bekannt,

$$N_z = N_y = 2\pi.$$

Diese höchst einfachen Formeln sind hier in üblicher Weise aus der allgemeinen Potentialtheorie des Ellipsoids hergeleitet. In vorstehender Abhandlung wurden sie durch direkte Berechnung für elliptische Zylinder ebenfalls gefunden.

**Über anomale Dispersion im Gebiet
kurzer elektrischer Wellen;
von F. Eckert.**

(Auszug aus der Berliner Dissertation.)

(Vorgetragen in der Sitzung am 7. März 1913.)

(Vgl. oben S. 109.)

Die Erscheinungen der anomalen Dispersion und Absorption im Gebiet kurzer elektrischer Wellen waren schon häufig der Gegenstand von Untersuchungen. Vor allem ihr Entdecker DRUDE¹⁾ hat sich eingehend mit dem Zusammenhang beider Erscheinungen befaßt. Auch andere Autoren²⁾ bestimmten den Verlauf des Brechungsexponenten und der Absorption nach verschiedenen Methoden, hauptsächlich mittels Wellen längs Parallel-
drähten.

In der folgenden Arbeit wurden für Wellenlängen bis herab zu 1,7 cm Brechungsexponenten von Flüssigkeiten aus dem Reflexionsvermögen bestimmt nach einer Methode, die zuerst COLE für 5 cm-Wellen durchgeführt hat. Ferner wurde das Absorptionsvermögen einiger Flüssigkeiten gemessen, indem die Luftwellen durch verschieden dicke Schichten hindurchgeschickt und die entsprechenden Intensitäten bestimmt wurden.

Apparate.

Der Erreger für die kurzen elektrischen Wellen war im Prinzip der gleiche, wie ihn LEBEDEW³⁾ benutzte. Es wurden vier Wellenlängen für die Messungen verwendet: 88, 57, 37 und 17,5 mm. Die Gesamtlänge des Erregers war dabei ungefähr gleich der

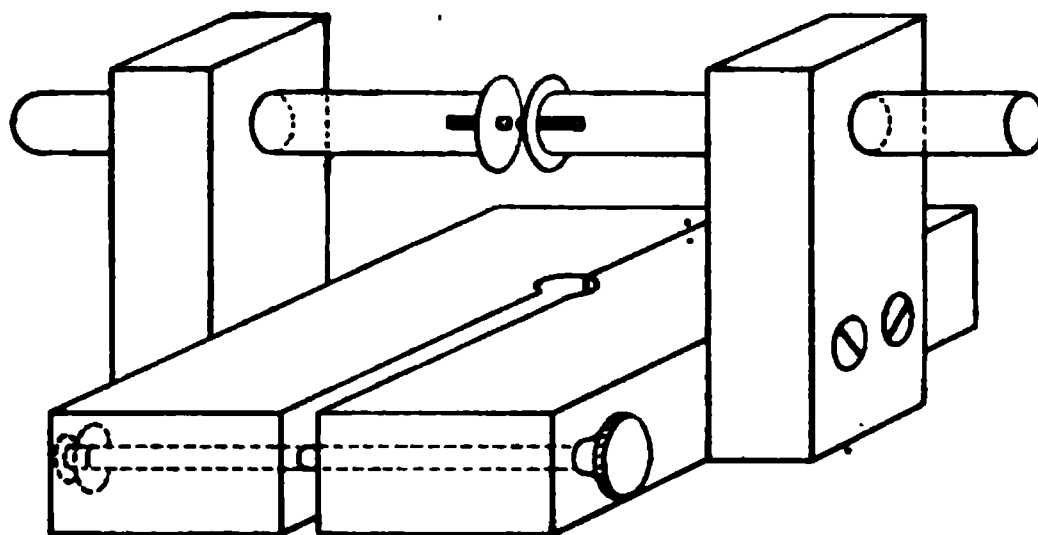
¹⁾ P. DRUDE, Wied. Ann. 58, 1, 1896; 60, 500, 1897; 61, 406, 1897; 64, 131, 1898; ZS. f. phys. Chem. 23, 1897.

²⁾ Brechungsvermögen: H. ELLINGER, Wied. Ann. 46, 503, 1892; A. LAMPA, Wien. Ber. 104 [2a], 1179, 1895; 105 [2a], 1049, 1896; J. KLEMENČIČ, Wied. Ann. 45, 62, 1892; F. N. COLE, ebenda 57, 290, 1896; H. MERZ-
ZYNG, Ann. d. Phys. (4) 33, 1, 1911; 34, 1017, 1911. Anomale Absorption: G. U. YULE, Wied. Ann. 50, 742, 1893; WILDERMUTH, Ann. d. Phys. (4) 8, 212, 1902; A. EICHENWALD, Wied. Ann. 62, 571, 1897; O. VON BAEYER, Ann. d. Phys. (4) 17, 30, 1905.

³⁾ LEBEDEW, Wied. Ann. 56, 1, 1895.

halben Wellenlänge. Das Material für die beiden Erregerhälften war zum Teil Platin, zum Teil Eisen und Kupfer. Die Funkenstrecke war sehr klein (kleiner als $\frac{1}{10}$ mm) und befand sich in Petroleum. Die Erregerstäbchen waren, soweit Platin verwandt

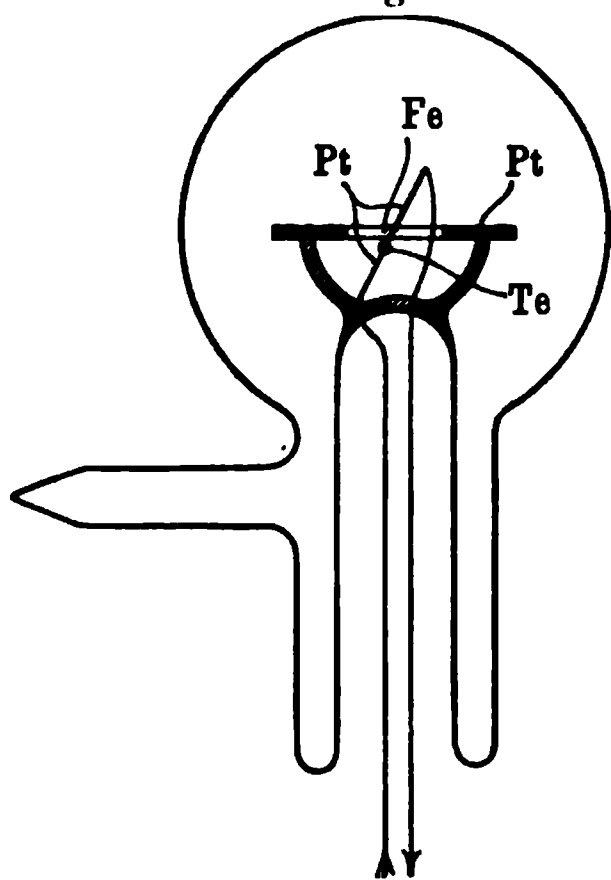
Fig. 1.



$\frac{2}{3}$ natürlicher Größe.

wurde, in Glas möglichst dünn eingeblasen, was sich als die beste Befestigungsart bewährte. Andere Materialien wurden in auf der Drehbank hergestellte Bakelitkappen eingedreht und diese auf Glasröhren mit Schellack aufgekittet, die wiederum mit Siegel-

Fig. 2.



lack an einem Ebonithalter befestigt waren. Dieser Halter diente gleichzeitig zur Regulierung der Länge der Funkenstrecke. Seine Konstruktion geht aus der Fig. 1 hervor.

Die Empfänger waren verschieden konstruiert. Die günstigsten gegenseitigen Dimensionen von Erreger und Empfänger wurden ausprobiert und sind weiter unten in einer Tabelle zusammengestellt. Der Resonator für die Wellenlänge 57 mm war ähnlich dem von KLEMENČIČ¹⁾ verwendeten Thermokreuz (Fe-Konstantan), wie es unter anderen COLE²⁾ beschreibt.

Empfindlicher erwies sich folgende Art (s. Fig. 2) von Empfängern: Für die beiden kürzeren Wellen von 17,5 und 37 mm bestanden sie aus zwei kurzen Platin- bzw. Kupferdrahtstückchen ($4 \times 0,5$ mm

¹⁾ J. KLEMENČIČ, Wied. Ann. 42, 416, 1891; 50, 175, 1893.

²⁾ F. N. COLE, l. c.

bzw. $2,2 \times 0,3$ mm), an deren einem Ende eine Eisenschlinge (0,02 mm dick, 1 bis 2 mm lang) angelötet war; beide Schlingen hingen ineinander und durch beide ging ein feiner Platindraht (0,05 mm), an den in Berührung mit der Eisenschlinge ein Tellurstückchen¹⁾ angeschweißt war. Die zweite Zuleitung zum Galvanometer stellte ein an dem anderen Ende des Tellurstückchens angeschweißter Platindraht von gleicher Stärke her. Dadurch, daß die beiden Lötstellen sehr nahe aneinander liegen, werden alle äußeren Temperatureinflüsse ausgeschaltet und ein konstanter Nullpunkt gewährleistet. Die beiden Empfängerhälften waren mit einem leicht schmelzbaren Kitt auf Glas befestigt und befanden sich in einem evakuierten Glasgefäß (s. Fig. 2). Der größte Empfänger bestand aus zwei Kupferstäbchen (je 1×14 mm), deren 6 mm großer Abstand durch einen einfachen Eisendraht überbrückt wurde. Darüber hing das Thermoelement (Platin-Tellur) in den Galvanometerkreis eingeschaltet und das Ganze befand sich in einem Pappkästchen.

Zur Herstellung paralleler Strahlen und zur Konzentration derselben auf den Empfänger dienten zwei Parabolspiegel aus Neusilber von 5 cm Brennweite und 30 cm Öffnung. Jeder Spiegel befand sich in einem festen Holzgestell und war um eine in der Mitte zwischen beiden Spiegeln angebrachte vertikale und horizontale Achse drehbar. Der Abstand der beiden Brennpunkte betrug 140 cm. Erreger und Empfänger waren an quer vor den Spiegeln angebrachten Ebonithaltern befestigt und konnten mittels fester Marken stets wieder in die einmal gefundene Einstellung gebracht werden.

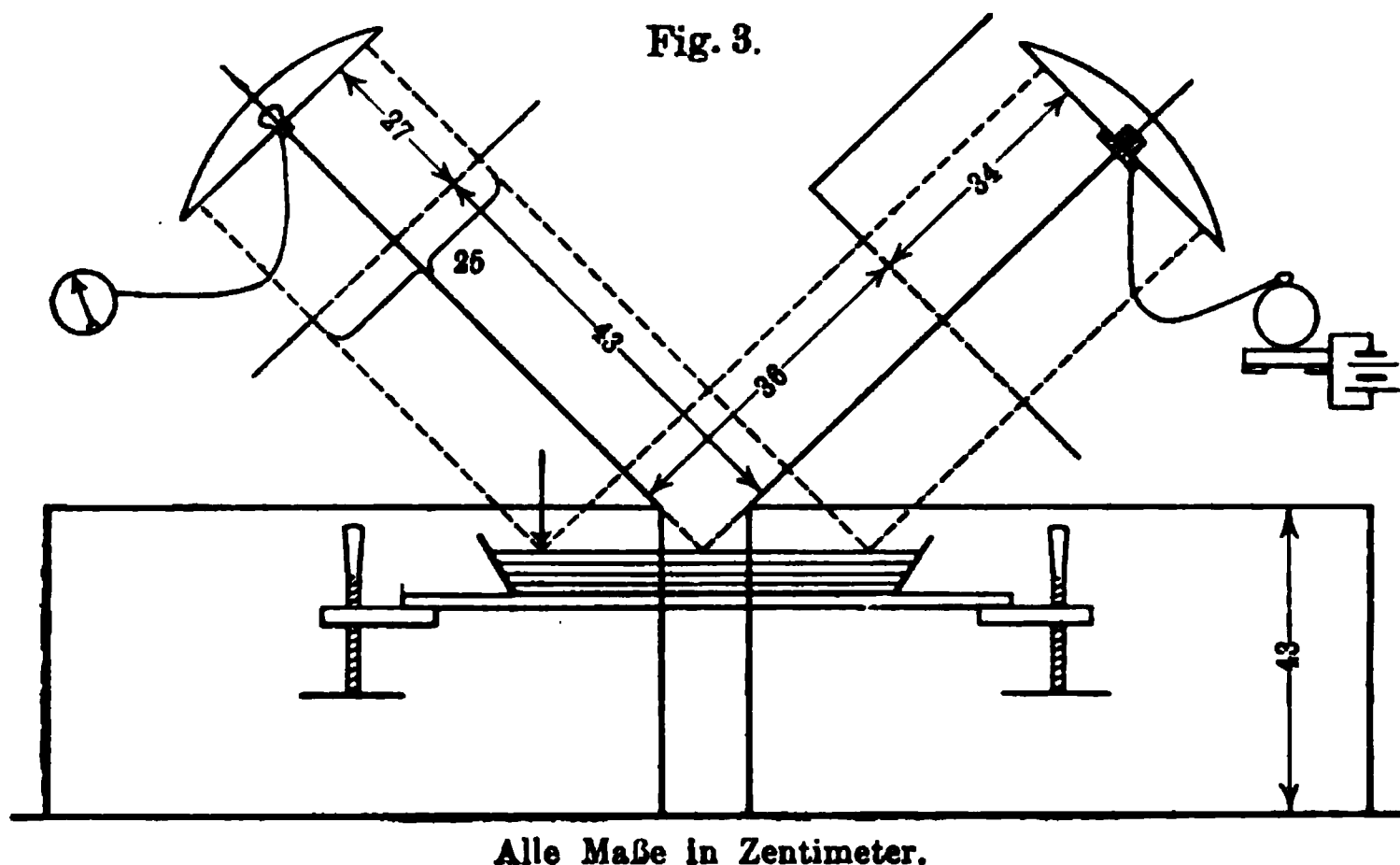
Versuchsanordnung.

Die Reflexionsmessungen wurden so ausgeführt, daß man das parallele Strahlenbündel an der Oberfläche der zu untersuchenden Flüssigkeit unter bekanntem Einfallswinkel nach dem zweiten Spiegel reflektieren ließ (s. Fig. 3). Das Reflexionsvermögen wurde verglichen mit dem an einer Metallfläche²⁾, die sich an genau derselben Stelle befand und die gleiche Größe hatte wie die Oberfläche der Flüssigkeit. Dies wurde erreicht durch einen Spiegel aus Quecksilber, den man durch Einspielen der Oberfläche auf

¹⁾ L. W. AUSTIN, Phys. ZS. 12, 1226, 1911 (Thermoelement Pt-Te).

²⁾ F. N. COLE, l. c.

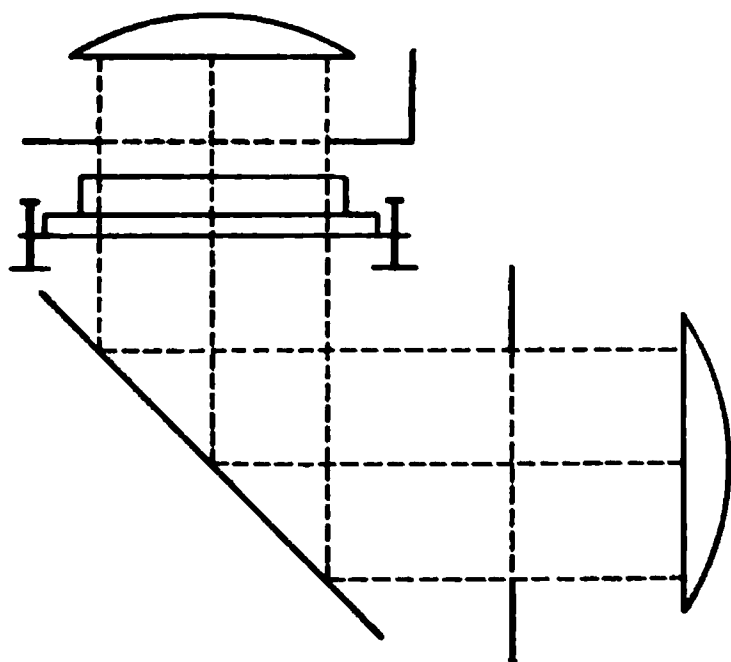
eine Zeigerspitze auf die gleiche Höhe wie den Flüssigkeitsspiegel bringen konnte. Zwei Kreisblenden von 25 cm Durchmesser sorgten dafür, daß der geringe Einfluß der Schalenränder aus-



geschaltet wurde. Noch besser und bequemer erwies sich Zinnfolie, die einfach auf der Flüssigkeit schwamm und genau die gleiche Größe hatte wie deren Oberfläche. Da Quecksilber und

Zinnfolie die gleichen Werte ergaben, wurden die meisten Messungen mit letzterer ausgeführt.

Fig. 4.



Zur Messung der Absorption wurden die durch verschieden dicke Schichten durchgelassenen Intensitäten bestimmt. Die Anordnung war folgende (s. Fig. 4): Die Arme der Spiegel bildeten einen Winkel von 90° miteinander; der eine (Erreger) lag horizontal, der zweite stand vertikal. Ein mit

Stanniol belegtes Reißbrett reflektierte unter 45° die parallele Strahlung des Erregers ohne Verlust in den Sekundärspiegel. Horizontal über dem Reflexionsspiegel befand sich das Absorptionsgefäß, bei den einen Messungen eine photographische Schale (Papiermaché 42×33 cm), bei den anderen ein Glasgefäß, dessen Boden aus einer 4 mm starken Spiegelglasplatte (35×35 cm) bestand.

Als Fehlerquellen kommen zwei in Betracht: Schwankungen in der Intensität der ausgesandten Strahlung und mangelhafte Optik. Die Größe der Intensitätsschwankungen war bei den einzelnen Meßreihen eine verschiedene; günstigenfalls betrug sie etwa 5 Proz., konnte aber auch 10 Proz. erreichen. Die hierdurch bedingten Fehler wurden durch Häufung der Beobachtungen und Mittelwertbildung verringert.

An allen Begrenzungen des Strahlenganges treten Beugungserscheinungen auf, und zwar um so stärker, je größer die Wellenlänge. Dadurch wird an den Rändern ein Teil der Strahlung zerstreut und kann auf direktem Wege in den Empfängerspiegel gelangen und sich dort bemerkbar machen. Diese direkte Strahlung konnte durch Ausschalten der Parallelstrahlen auf zwei Arten kontrolliert werden: entweder durch Zudecken der einen Blende mit einem Metallschirm, oder durch Entfernen der reflektierenden Fläche. Die Tischplatte befand sich in einem solchen Abstände, daß die von ihr reflektierte Strahlung die Öffnung des zweiten Spiegels nicht mehr traf. Es zeigte sich bei einem Winkel von 36° der beiden Spiegelarme gegeneinander überhaupt keine wahrnehmbare Einwirkung. Bei einem Winkel von 90° betrug die direkte Strahlung 0,4 Proz. der Gesamtstrahlung für die Wellenlängen 37 mm und 17,5 mm, für die beiden größeren 1,2 Proz. Diese Einwirkung konnte aber durch ein Stanniolblatt gänzlich abgeschirmt werden. Bei Messungen, bei welchen dieser Schutzschirm nicht angebracht war und die direkte Strahlung berücksichtigt werden mußte, wird dies eigens angegeben.

Bei den Reflexionsmessungen schließlich konnte ein Fehler dadurch entstehen, daß ein Teil der eindringenden Strahlung am Boden reflektiert wurde und durch die Oberfläche wieder austrat, falls das Absorptionsvermögen oder die Schichtdicke der Substanz nicht genügend groß war. Da keine zu großen Dicken angewendet werden konnten, so wurden nur stark absorbierende Flüssigkeiten auf ihr Reflexionsvermögen untersucht. Außerdem überzeugte man sich durch Einlegen von Metallplatten in die Schale, daß die Reflexion am Gefäßboden keinen Einfluß hatte.

Messung von Wellenlängen.

Eine genaue Messung der Wellenlänge ist notwendig, da sie sich nur in sehr angenähertem Maße aus den Dimensionen des

Fig. 6.

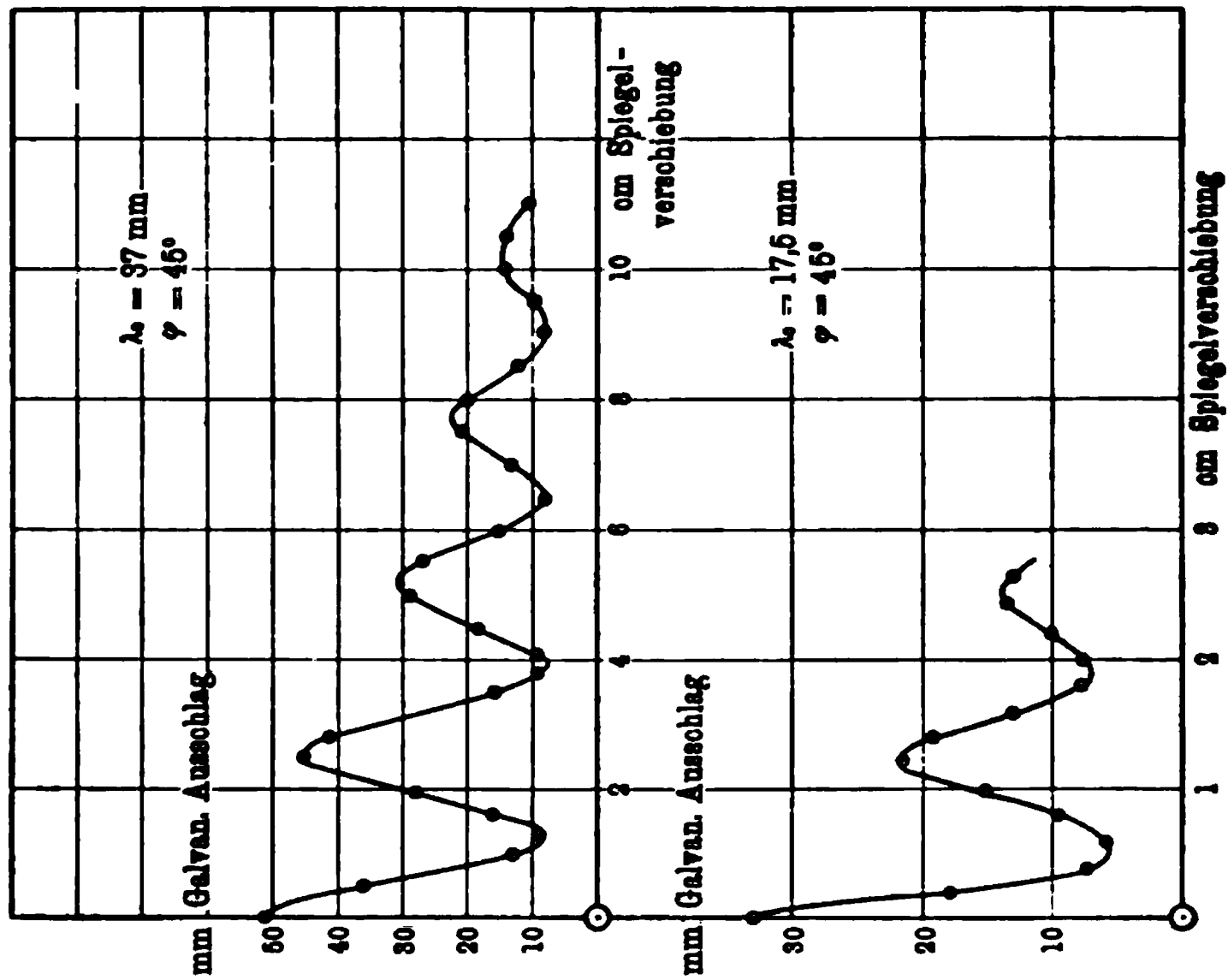
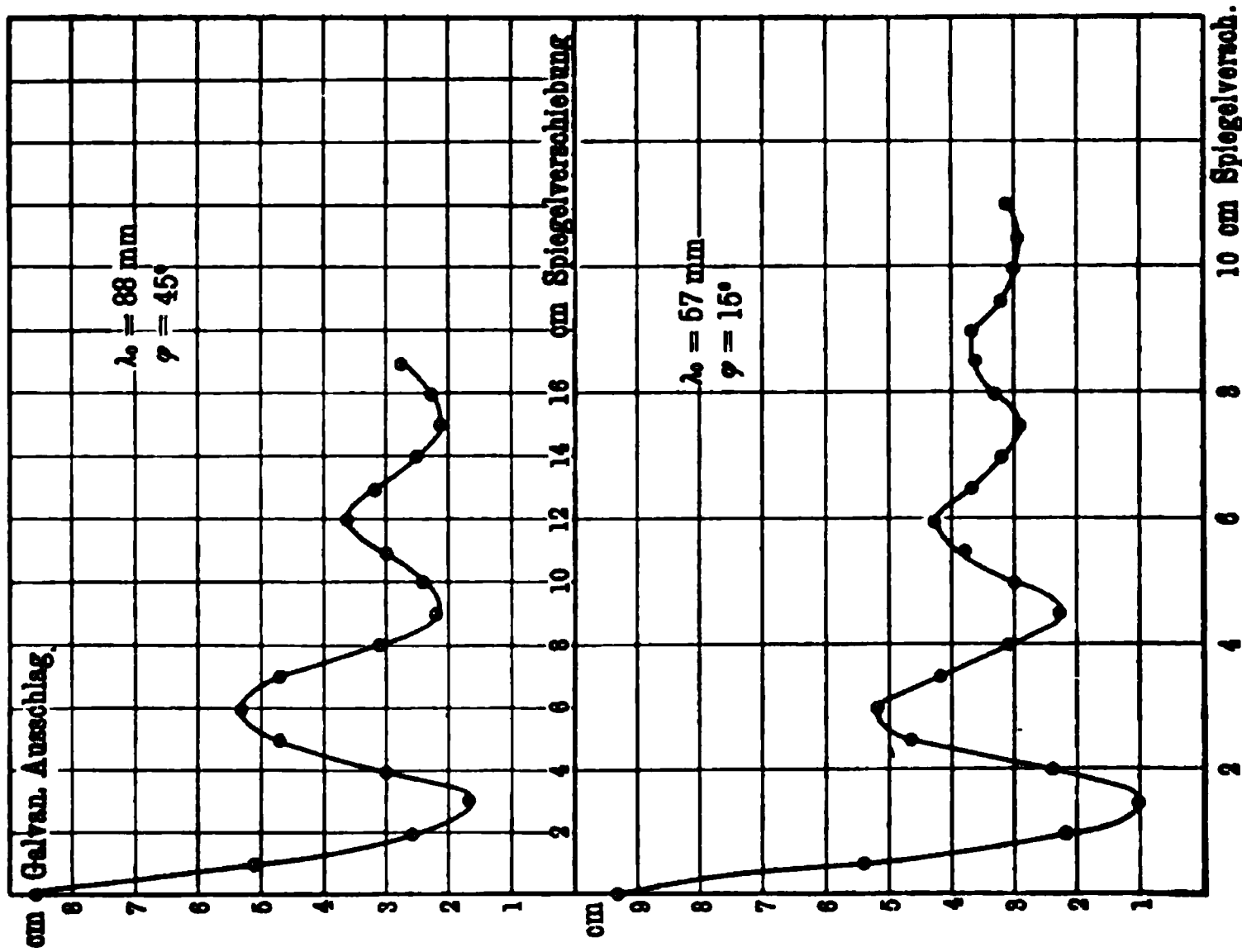


Fig. 5.



Erregers und Empfängers berechnen läßt. Zur Messung dienten Interferenzspiegel nach BOLTZMANN, wie sie zuerst von KLEMENČIČ und CZERMAK¹⁾ angewendet wurden.

Die aufgenommenen Interferenzkurven (s. Fig. 5 u. 6) zeigen die Reinheit der zu unseren Messungen verwendeten Wellen. Vor, während und nach der Aufnahme einer Kurve wurde kontrolliert, ob der Ausschlag in der Nullstellung der gleiche geblieben war. Bei einigen Meßreihen mußte die Abnahme der Intensität während der Messung berücksichtigt werden.

Die Dimensionen für die bei den Messungen gebrauchten Wellenlängen waren folgende (alle Maße in Millimeter):

Wellenlänge	Erreger			Empfänger		Galvanometer-Ausschlag Sktle.
	Material	Gesamtlänge	Dicke	Gesamtlänge	Dicke	
88	Fe-Cu	86,0	3	34	1	100—400
57	Fe-Cu	27,0	2	22	2	300—900
37	Pt-Pt	17,6	2	12,0	0,5	50—140
17,5	Fe-Cu	7,6	1	4,0	0,5	10—70

Das Galvanometer war ein Drehspuleninstrument von HARTMANN u. BRAUN und hatte eine Empfindlichkeit von $0,5 \cdot 10^{-9}$ Amp. bei 4 m Skalenabstand und 5 Ω Widerstand.

Messungen.

A. Metallreflexion. Zunächst wurde nachgewiesen, daß das Reflexionsvermögen des Quecksilberspiegels und der Zinnfolie praktisch das gleiche ist (bis auf $\frac{1}{2}$ Proz.).

Wichtiger war die Messung des Verhältnisses der von einem Metallspiegel reflektierten Strahlung zu der direkten. Wir bezeichnen, wie oben, dieses Verhältnis mit R , ausgedrückt in Prozent der direkten Strahlung; der Index s bezieht sich auf den Fall, daß der elektrische Vektor bei der Reflexion senkrecht zur Einfallsebene, der Index p , wenn er in derselben schwingt.

Nach der MAXWELLSchen Theorie sollte das Reflexionsvermögen von Metall für beide Polarisationsrichtungen sehr nahe 100 Proz. betragen. Nun gelangten aber verschiedene Autoren²⁾

¹⁾ J. KLEMENČIČ u. P. CZERMAK, Wied. Ann. 50, 174, 1893.
²⁾ J. KLEMENČIČ, l. c.; A. RIGHI, Optik der elektrischen Schwingungen, S. 150; K. F. LINDMANN, Ann. d. Phys. 4, 617, 1901; F. N. COLE, l. c.

zu widersprechenden Resultaten. Insbesondere fand COLLE, daß die Strahlung nur zu etwa 92 Proz. reflektiert wurde, wenn der elektrische Vektor in der Einfallsebene schwang und der Inzidenzwinkel 45° betrug. COLLE nahm an, daß die fehlenden 8 Proz. ins Metall eindringen und dort absorbiert werden.

Unsere Messungen wurden vorgenommen für den Inzidenzwinkel 45° und zwei Wellenlängen: 88 und 37 mm. Bei Aufnahme einer Meßreihe wurden abwechselnd drei Ausschläge der direkten Strahlung notiert, dann drei der reflektierten. Das Mittel aus je sechs Werten der einen Einstellung und den zeitlich dazwischenliegenden drei der anderen ergibt einen Einzelwert R . Eine Meßreihe enthielt 6 bis 14 solcher Einzelwerte. (In gleicher Weise wurden alle anderen Reflexionsmessungen aufgenommen.)

Die Hauptfehlerquellen bei derartigen Messungen liegen in mangelhafter Optik und Justierung. Es wurde daher sehr genau darauf geachtet, daß alle systematischen Fehler ausgeschaltet wurden und zufällige der Justierung sich ausglich.

Die Versuchsanordnung war eine ähnliche wie bei den Absorptionsmessungen. Bei der direkten Strahlung standen sich beide Spiegel im Abstand von 140 cm gegenüber. Während der Erreger immer an Ort und Stelle blieb¹⁾, wurde zur Reflexionsmessung der Arm des Empfängerspiegels um 90° hochgeklappt. Der Reflexionsspiegel bestand aus dem mit Stanniol überzogenen Reißbrett (38×52 cm), dessen Neigungswinkel geometrisch und optisch eingestellt wurde. Die beiden Kreisblenden sorgten in jedem Falle für gleichen Strahlenquerschnitt. Um zwei Werte R_p und R_s bei gleicher Justierung prüfen zu können, waren Erreger und Empfänger in ihren Fassungen so drehbar, daß man von der einen Polarisationsrichtung zur anderen übergehen konnte, ohne die Justierung zu verderben.

Wellenlänge λ_0	Polarisationsrichtung	Reflexionsvermögen
88 mm	R_s	99,4
88 "	R_p	99,8
37 "	R_s	99,8
37 "	R_p	100,4

¹⁾ Dies ist wichtig, weil das Arbeiten der Funkenstrecke und damit die Intensität der Wellen durch Lagenänderungen und Erschütterungen beeinflußt wurde.

Mit dieser Anordnung ergaben sich vorstehende Resultate für die Werte der Metallreflexion unter 45° .

Innerhalb der Fehlergrenze ist dies eine völlige Übereinstimmung mit den von der Theorie geforderten 100 Proz. Es ist daher bei den folgenden Messungen an Flüssigkeiten gestattet, die am Metall reflektierte Intensität gleich der direkten Strahlung zu setzen. Dies erlaubt eine große Vereinfachung und Erhöhung der Genauigkeit für die Reflexionsmessungen, da die am Metall und der untersuchten Flüssigkeit reflektierte Strahlung optisch den gleichen Weg hat, gleichviel ob die Justierung dabei ganz korrekt ist oder nicht.

B. Wasser. Reflexionsmessungen. Um sich von etwaigen systematischen Fehlern der Versuchsanordnung freizumachen, wurde das Reflexionsvermögen bei der Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors in und senkrecht zu der Einfallsebene und bei verschiedenen Einfallswinkeln bestimmt. Alle diese Werte von R mußten den gleichen Brechungsexponenten ergeben, was in der Tat auch bis auf 1,3 Proz. der Fall war.

Die Messungen wurden vorgenommen für die zwei Einfallswinkel 45° und 18° (bzw. $17^\circ 15'$), für die zwei Polarisationsrichtungen (R_s und R_p) und vier verschiedene Wellenlängen:

$$\lambda_0 = 17,5 \text{ mm}, \lambda_0 = 37 \text{ mm}, \lambda_0 = 57 \text{ mm}, \lambda_0 = 88 \text{ mm}.$$

Um die Fehler durch Inkonstanz der Funkenstrecke auszuschalten, wurden Mittelwerte in der Art gebildet, wie es oben bei der Metallreflexion angegeben ist. Die Messungen wurden meist mit Leitungswasser vorgenommen, da sich ein Unterschied mit destilliertem Wasser nicht feststellen ließ.

Es wurde auch versucht, einen Einfluß der Temperatur auf die Stärke der Reflexion festzustellen. Man konnte aber nicht mit Sicherheit auf eine bedeutende Temperaturabhängigkeit des Reflexionsvermögens schließen. Daher sind bei der Bildung der Mittelwerte die Temperaturen nicht berücksichtigt worden.

Als Werte des mittleren Reflexionsvermögens für Wasser ergaben sich schließlich nachstehende Resultate.

R_p wurde für $\lambda_0 = 17,5 \text{ mm}$ nicht gemessen, da der Oszillator wegen des tropfenden Petroleums nicht senkrecht gestellt werden konnte. Das obenerwähnte Glasgefäß, welches das Petroleum

enthielt und den Gebrauch des Erregers auch in vertikaler Lage gestattete, verringerte aber hier die Energie bedeutend.

λ_0	φ	Polarisationsrichtung	Reflexionsvermögen
88 mm	45°	R_s	73,1
"	45°	R_p	52,3
57 mm	45°	R_s	72,9
"	18°	"	65,3
"	45°	R_p	52,5
"	18°	"	61,3
37 mm	45°	R_s	72,0
"	17° 15'	"	63,0
"	45°	R_p	51,0
"	17° 15'	"	60,3
17,5 mm	45°	R_s	72,7
"	18°	"	64,6

Absorption. Diese Messungen waren besonders bei den kürzeren Wellen wegen der geringen durchgelassenen Energie bedeutend schwieriger als die des Reflexionsvermögens. Man mußte bei dem hohen Reflexions- und Absorptionsvermögen des Wassers mit Ausschlägen von wenigen Prozenten der Gesamtstrahlung arbeiten. Die Genauigkeit war aber bei den kleinen Wellen prozentisch ebenso groß wie bei den größeren. Zur Bestimmung der Absorption wurde nur destilliertes Wasser verwendet.

Der Absorptionstrog war bei den Messungen mit der 37 mm-Welle die Papiermachéschale mit sehr ebenem Boden, bei den übrigen der Glastrog. Durch Aufgießen einer gemessenen Wassermenge wurde die Schichtdicke bestimmt. Um bei den dünnsten Schichten ein gleichmäßiges Benetzen des Bodens zu ermöglichen, mußte Filtrierpapier darauf gelegt werden. Durch fortwährende Kontrolle der direkten Strahlung unter Entfernung des Gefäßes wurde die Abnahme der Energie während der Messung bestimmt und in Rechnung gezogen, wie nachfolgendes Protokoll ¹⁾ zeigt:

$$\lambda_0 = 37 \text{ mm, Temperatur } 14^\circ.$$

¹⁾ Zu diesem gehört die Fig. 7 b.

Fig. 7.

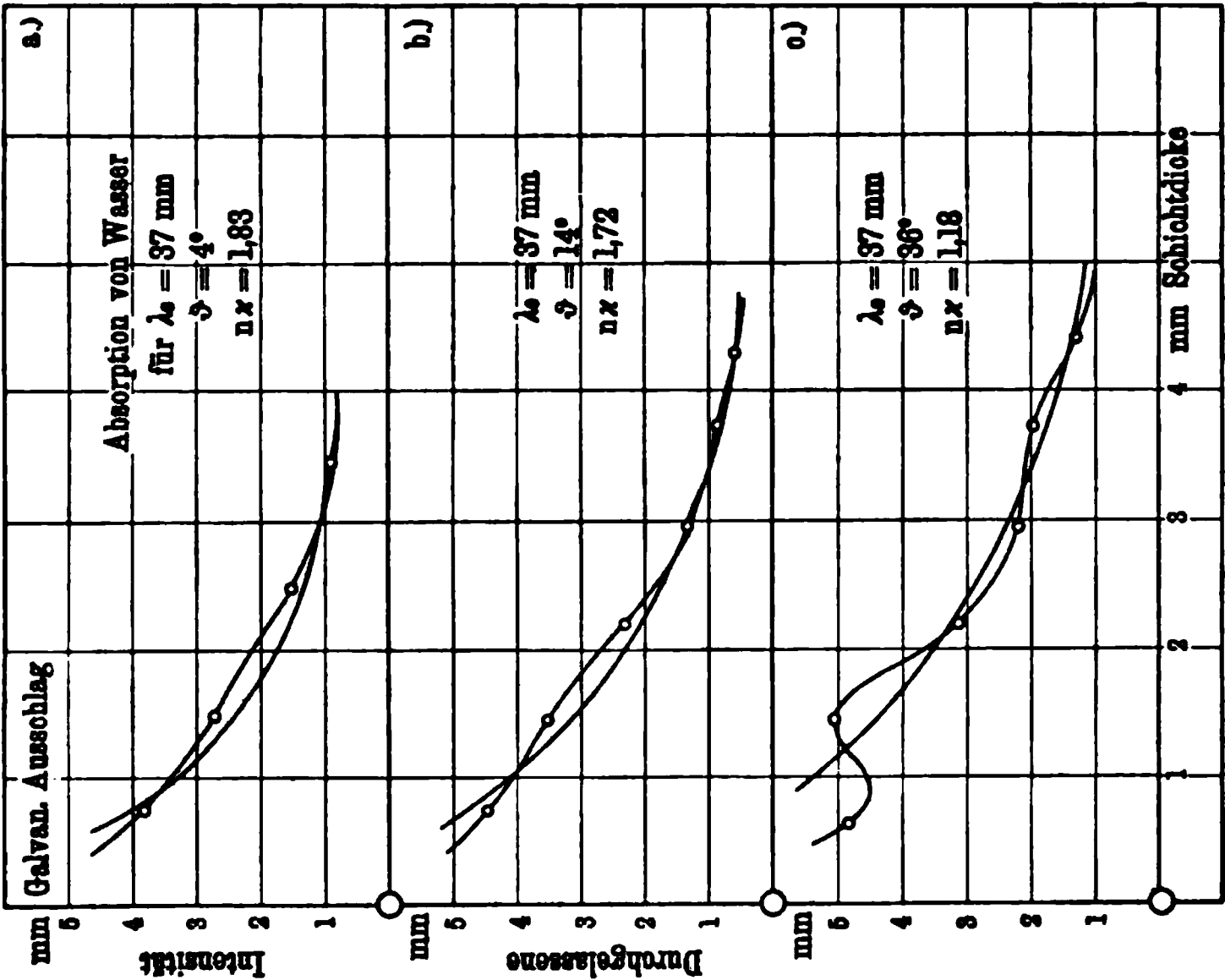
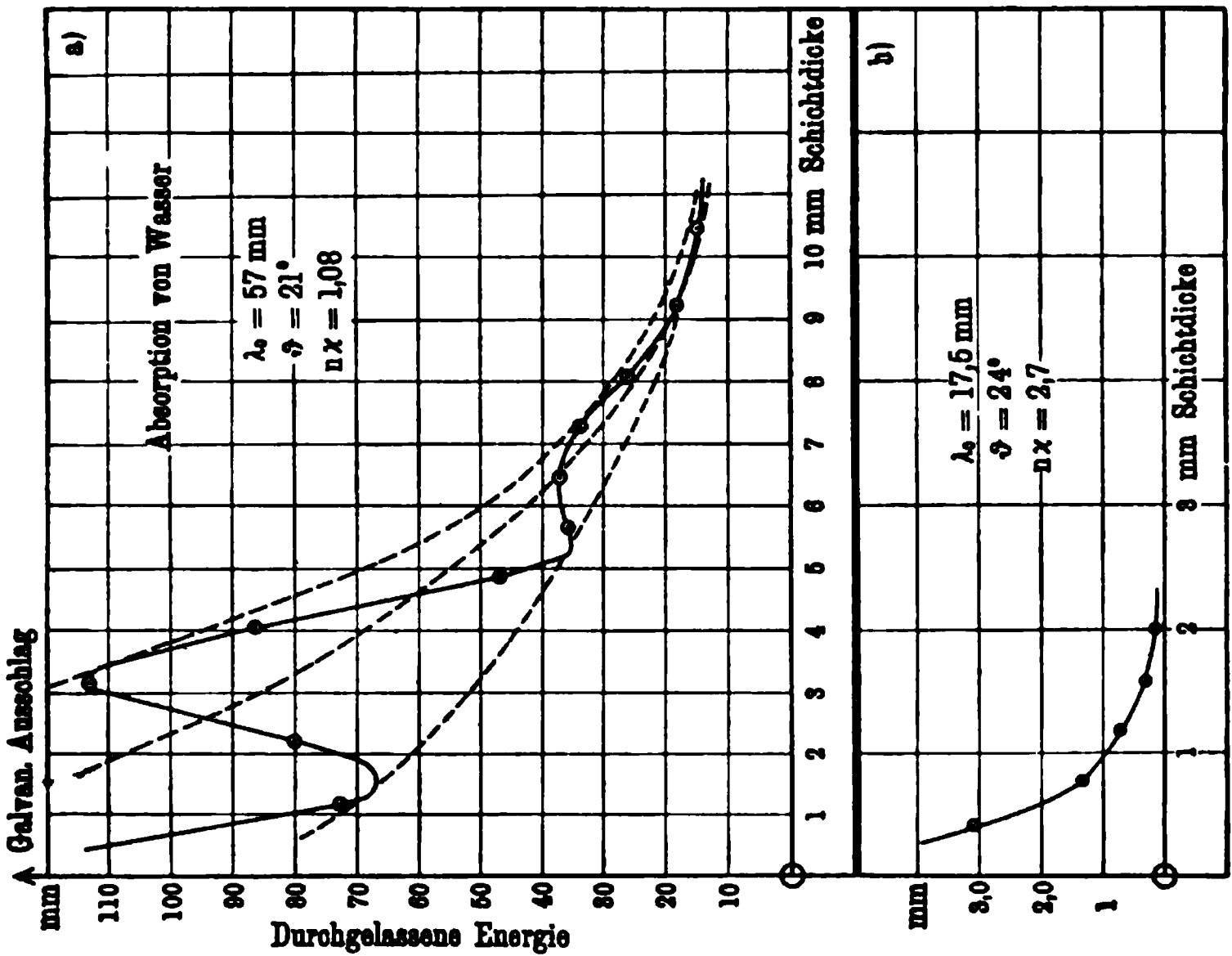


Fig. 8.



Dicke der Wasserschicht in mm	Durchgelassene Intensität		Durchgelassene Intensität auf konstante Strah- lung korrigiert	Direkte Strahlung	
	Beobachtet	Mittel		Mittel	Beobachtet
0,75	4,5 ²⁾	4,5	4,5*	86,5	92 ¹⁾
	4,5				90
					83
1,48	3,2	3,3	3,5	81,0	81
	3,4				80
2,22	2,0	2,0	2,3	76,0	72
	2,0				72
2,96	1,0	1,0	1,2	70,5	70
	1,0				68
3,70	0,6	0,6	0,8	65,5	63
	0,6				61
4,44	0,4	0,85	0,5	60,0	60
	0,3				54

Die Werte der mit * bezeichneten Rubrik enthalten noch die durch die variierte Schichtdicke hervorgerufenen Interferenzen und sind in der Kurve eingetragen. Graphisch wurde dann die mittlere Exponentialkurve hindurchgelegt. Aus dieser entnimmt man für irgendwelche Schichtdicken die zugehörigen Intensitätswerte; je zwei davon lassen einen Wert des Extinktionskoeffizienten $n\kappa$ berechnen. Z. B. wurden hier die Werte benutzt:

$$\begin{array}{llllll} i_1 = 4,0 & \text{Skalenteile zur Dicke 1 mm gehörig,} & & & & \\ i_2 = 2,3 & " & " & " & 2 & " & " \\ i_3 = 1,2 & " & " & " & 3 & " & " \\ i_4 = 0,7 & " & " & " & 4 & " & " \end{array}$$

daraus würden nach $n\kappa = \frac{\lambda_0}{4\pi} \frac{1}{\delta} \ln \frac{i_1}{i_2}$ ²⁾ sechs Werte $n\kappa$ berechnet:

$$\begin{array}{l} n\kappa = 1,64 \\ \quad 1,74 \\ \quad 1,70 \\ \quad 1,86 \\ \quad 1,74 \\ \quad 1,59 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} n\kappa = 1,64 \\ \quad 1,74 \\ \quad 1,70 \\ \quad 1,86 \\ \quad 1,74 \\ \quad 1,59 \end{array}} \right\} \begin{array}{l} \text{im Mittel } n\kappa = 1,72 \text{ für} \\ \lambda_0 = 37 \text{ mm und } \vartheta = 14^\circ. \end{array}$$

¹⁾ Skalenteile des Galvanometerauschlages.
²⁾ δ Differenz der zu i_1 und i_2 gehörigen Schichtdicken.

Da sich bei den Messungen von BAEYER¹⁾ bei allen Substanzen eine starke Änderung von $n\kappa$ mit der Temperatur ergab, so wurde auch hier danach gesucht. Bei der Bestimmung des Temperatureinflusses konnte für die dünnen Wasserschichten nur ein gewisses Temperaturintervall eingehalten werden, und zwar hatte das kalte Wasser vor der Messung 2,5°, nachher 9°, das sind im Mittel 6°; das warme hatte vor der Messung 50°, nachher 29°, also im Mittel 36°. Es kam hier nur darauf an, das Vorzeichen und die Größenordnung des Temperaturkoeffizienten zu bestimmen, weshalb auch für die übrigen Wellenlängen diese Messungen unterblieben.

Trotzdem ist der Einfluß sehr deutlich, und besonders bei dem warmen Wasser kann man durch das Auftreten schärferer Interferenzen das Abnehmen des Absorptionskoeffizienten sehr schön bemerken (siehe Fig. 7 c).

Als mittlere Werte von $n\kappa$ ergaben sich:

λ_0	Temperatur	6°	14°	36°
37 mm	$n\kappa$	1,83	1,72	1,18

Dies entspricht einer Abnahme von ungefähr linearem Verlauf und 1 Proz. pro Grad Temperaturzunahme.

Bei den Wellenlängen 17,5 mm und 57 mm gelangte infolge veränderter Blendenanordnung etwas gebeugte Energie außer der durch das Wasser gegangenen in den Empfängerspiegel. Obwohl dies bei der kleinen Welle nur 0,6 Proz. der Gesamtstrahlung ausmachte, bei der größeren 1 Proz., mußte dies berücksichtigt werden, da die durchgelassene Energie maximal nur etwa 10 Proz. betrug. Diese gebeugte Energie wurde gemessen, indem man ein Metallblech von gleicher Größe wie die Wasserschicht in den Trog legte und den auf diese Weise nicht abgeschirmten Ausschlag maß. Er wurde dann von der durchgelassenen Strahlung abgezogen. Bei der größten Welle von 88 mm traten außer den gewöhnlichen Interferenzen noch solche von ungefähr der dreifachen Wellenlänge auf, die aber ziemlich schwach waren und

¹⁾ O. VON BAEYER, l. c.

vermutlich von stehenden Luftwellen herrührten. Diese Wellenlänge war eben eigentlich schon zu groß für die Dimensionen unserer Apparate.

Während bei $\lambda_0 = 17 \text{ mm}$ die Absorption so stark ist, daß gar keine Interferenzen mehr sich zeigen, treten diese bei der 57 mm-Welle besonders schön hervor (siehe Fig. 8). Das erste scharfe Maximum ergibt die Wellenlänge in Wasser zu $\lambda = 6,9 \text{ mm}$ und mit $\lambda_0 = 57 \text{ mm}$ $n = 8,3$, ein Wert, der verhältnismäßig gut mit dem genaueren aus dem Reflexionsvermögen berechneten von 8,8 übereinstimmt.

Die gefundenen Mittelwerte von $n\kappa$ sind:

λ_0	$n\kappa$	Temperatur
88 mm	0,60	15°
57 "	1,08	21°
37 "	1,72	14°
17,5 "	2,7	24°

Die Absorption pro Zentimeter wächst also außerordentlich stark mit abnehmender Wellenlänge.

Bei Wasserdampf konnte mit Sicherheit eine Absorption nicht konstatiert werden.

Brechungsexponenten. Mit Hilfe vom Reflexionsvermögen R und $n\kappa$ kann man nun n aus den CAUCHY-QUINCKESchen¹⁾ Formeln (s. folgende Tabelle) berechnen.

Wasser dispergiert in diesem Gebiete anomal; zwischen 57 und 37 mm findet der steilste Abfall von n gegen die kürzeren Wellenlängen zu statt. Vorher und auch nachher verläuft die Kurve etwas flacher. Der Absorptionskoeffizient zeigt starken

$$^1) \quad R_s = \frac{n^2(1 + \kappa^2) - 2n \cos \varphi + \cos^2 \varphi}{n^2(1 + \kappa^2) + 2n \cos \varphi + \cos^2 \varphi}$$

$$R_p = \frac{n^2(1 + \kappa^2) \cos^2 \varphi - 2n \cos \varphi + 1}{n^2(1 + \kappa^2) \cos^2 \varphi + 2n \cos \varphi + 1}$$

Dies sind Annäherungsformeln, die streng gelten, wenn n^2 groß gegen $\sin^2 \varphi$ ist, was bei unseren Messungen immer der Fall war. Für $n^2(1 + \kappa^2)$ nur wenig größer als 1 würden sie nur für kleine Einfallswinkel strenge Gültigkeit haben.

κ ist dabei der Absorptionskoeffizient, bezogen auf die Wellenlänge in dem betreffenden absorbierenden Medium, $n\kappa$ der Extinktionskoeffizient, bezogen auf senkrechte Inzidenz.

Berechnet aus		Für die Wellenlänge λ_0 mm			
φ	R	88	57	37	17,5
18°	R_s	—	8,83	8,07	7,77
18°	R_p	—	8,77	8,07	—
45°	R_s	8,96	8,81	8,20	7,87
45°	R_p	8,82	8,75	8,05	—
Mittelwerte von n		8,89	8,79	8,10	7,82
nx		0,60	1,08	1,72	2,7
x		0,07	0,12	0,21	0,35

zunehmenden Anstieg. Folgende Zusammenstellung gibt die bis jetzt gemessenen Werte des Brechungsexponenten von Wasser im elektrischen Spektrum (vgl. dazu Fig. 9).

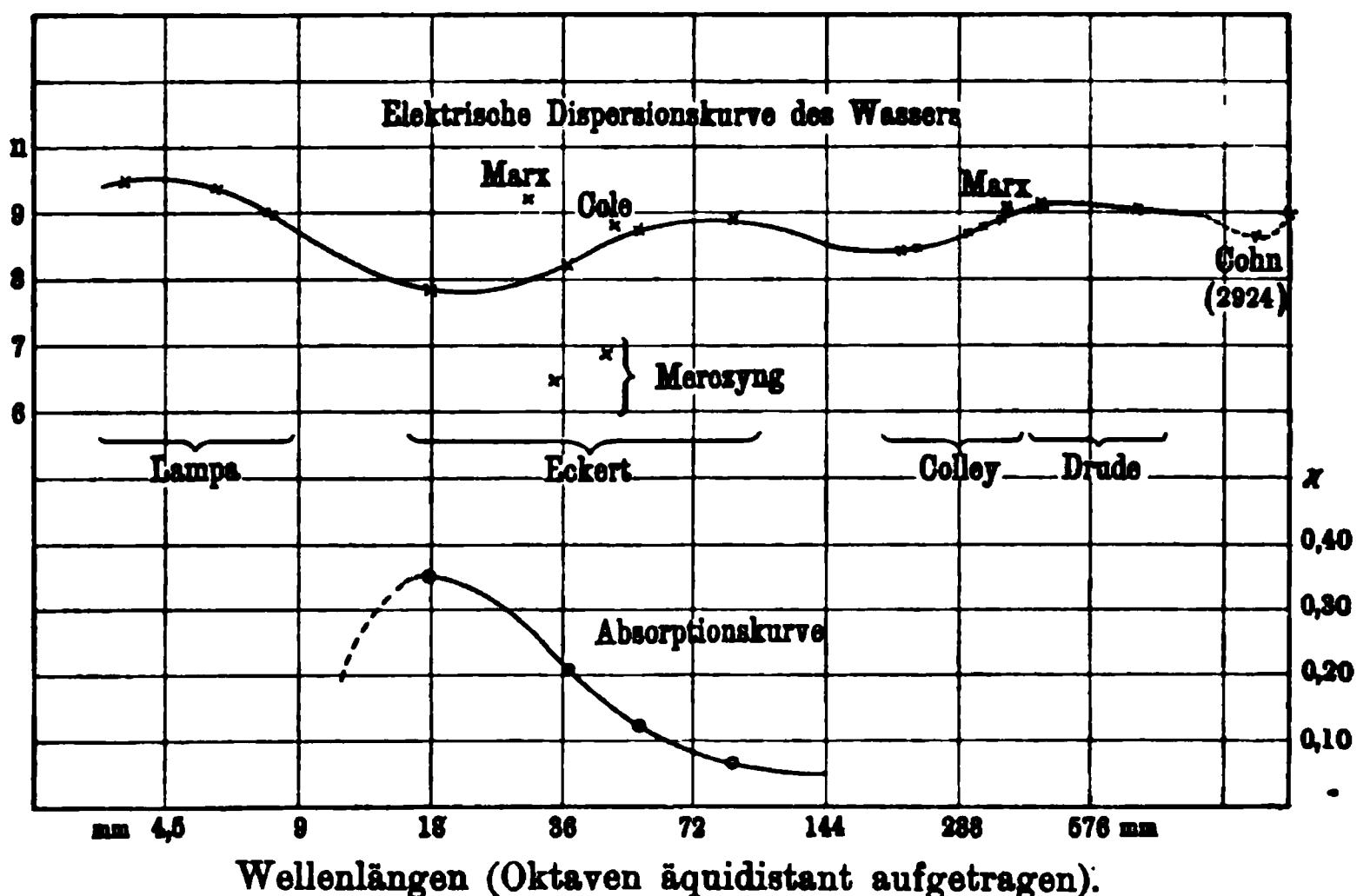
$n_\infty = 9,0.$

Beobachter	Wellenlänge cm	n	Methode
COHN ¹⁾	292,4	8,57	Drahtwellen
DRUDE {	75	9,07	
	44,1	9,14	
MARX ²⁾	36,5	9,08	
COLLEY ³⁾ {	36,1	8,86	
	31,6	8,79	
	30,1	8,70	
	23,5	8,47	
ECKERT {	22,4	8,39	Luftwellen (Reflexion)
	8,8	8,89	
	5,7	8,79	
COLE	5,0	8,80	
MERCZYNG	4,5	6,88	
ECKERT	3,7	8,10	Drahtwellen (Reflexion)
MERCZYNG	3,5	6,44	
MARX	3,2	9,22	Luftwellen (Prisma)
ECKERT	1,75	7,82	
LAMPA {	0,8	8,97	
	0,6	9,40	
	0,4	9,50	

1) COHN, Wied. Ann. 45, 370, 1892.
2) E. MARX, ebenda 66, 411.
3) COLLEY, Phys. ZS. 10, 471, 1909.

Es ist dabei zu beachten, daß die aus den Reflexionsmessungen berechneten n -Werte von COLE und MERCZYNG ohne Berücksichtigung der Absorption bestimmt sind. Zieht man die Absorption in Betracht, so fallen sie niedriger aus, wodurch sich der COLESche Wert vollkommen an unsere Messungen anschließt. Bis auf die Werte von MERCZYNG und dem zweiten von MARX fügen sich alle sehr gut zusammen. Letzterer bemerkt selbst, daß das Arbeiten mit so kurzen Drahtwellen sehr schwierig sei, so daß eine Abweichung von 12 Proz. noch zu erklären ist.

Fig. 9



MERCZYNG dagegen scheint keine gute Optik gehabt¹⁾ und nur wenig Bestimmungen ausgeführt zu haben. Die Messungen von LAMPA, die mit sehr kurzen Wellen und mit Hilfe eines Kohärers angestellt wurden, sind wohl ungenauer als die übrigen. Was die in der Tabelle vermerkten Werte von COLLEY betrifft, so sind es nur einige mittlere aus der großen Zahl seiner Bestimmungen.

Die bisher gemessene elektrische Dispersionskurve des Wassers zeigt eine stetige anomale Dispersion und scheint nur an zwei Stellen von einer schwachen normalen unterbrochen: in der Gegend

¹⁾ Z. B. etwa 10 Proz. direkte Einwirkung des Erregers auf den Empfänger.

von 45 und 15 cm. Zwischen diesen beiden Werten würde also das erste schwache Absorptionsgebiet des Wassers liegen. Danach setzt ein zweites, weit stärkeres Absorptionsgebiet ein, dessen Ende bei bisher noch nicht gemessenen Wellenlängen liegt. Doch dürfte das Absorptionsmaximum, wie a. a. O. auseinandergesetzt wurde¹⁾, ungefähr bei 1 cm sein. Endlich scheint nach den LAMPASchen Messungen unterhalb von 1 cm ein normaler Anstieg einzusetzen, der auf einen weiteren Absorptionsstreifen hindeuten würde.

C. Andere Substanzen. Im folgenden wurde das Absorptionsvermögen pro Zentimeter an verschiedenen Alkoholen und Glycerin gemessen. Der Brechungsexponent konnte genau nur bei Methylalkohol bestimmt werden, da die Reflexionsmessungen starkes Absorptionsvermögen verlangen, wenn nicht sehr große Schichtdicken, d. h. Substanzmengen verwendet werden sollen. Doch läßt er sich aus der Absorptionskurve auch für die übrigen Substanzen angenähert angeben, wenigstens für die 57 mm-Welle. Für die kleineren Wellen kann der Brechungsexponent innerhalb der Fehlergrenze auch kaum ein anderer sein, da es sich hierbei ja gerade um schwach absorbierende Substanzen handelt und in Gebieten, wo keine Absorption stattfindet, sich die Dielektrizitätskonstante im elektrischen Spektrum auch nur wenig ändert.

Ein vollständig dichtes Absorptionsgefäß ohne Kitt wurde folgendermaßen hergestellt: Ein 6 cm hoher Weißblechzylinder von 30 cm Durchmesser wurde mit Guttaperchapapier überspannt und dieses dann einfach auf die Spiegelglasplatte aufgesetzt. Die Schichtdicke wurde auch hier aus der Bodenfläche und der zugegossenen Flüssigkeitsmenge berechnet. Daß bei den leichteren Alkoholen eine Wenigkeit während der Messung durch die Membran diffundierte, machte dabei nichts aus. Es wurde bis zu Schichten von 1 bis 1½ cm gegangen. Störungen der Strahlung durch den Blechrand traten nicht ein, da sich direkt darüber die eine Blende von 25 cm Öffnung befand. Bedeckte man diese, so verschwand jede Spur von Einwirkung auf den Empfänger.

An Methylalkohol (acetonfrei von KAHLBAUM) konnten Reflexionsmessungen vorgenommen werden, wie bei Wasser, da eine wenige Millimeter dicke Schicht nichts mehr durchließ. Der

¹⁾ Siehe Dissertation, vorletzter Abschnitt.

Alkohol wurde in eine mit Guttapercha ausgelegte Papiermaché-schale gegossen in einer $1\frac{1}{2}$ bis 2 cm dicken Schicht. Damit die Zinnfolie darin nicht unterging, mußte sie etwas größer sein als der Flüssigkeitsspiegel, so daß sie einige Millimeter am Rande anlag. Dies hatte aber keinen Einfluß auf die Genauigkeit der Messungen, wie Versuche ergaben, da die Blenden einen so kleinen Strahlenquerschnitt herstellten, daß die Ränder von der Reflexionswirkung ausgeschlossen waren.

Gemessen wurde das Reflexionsvermögen unter 45° für die Schwingungsrichtung des elektrischen Vektors senkrecht zur Einfallsebene bei den Wellenlängen 37 und 57 mm. Aus mehreren Meßreihen ergaben sich die Werte für das Reflexionsvermögen:

$$\begin{aligned} R_s &= 52,2 \text{ Proz. bei } \varphi = 45^\circ \text{ und } \lambda_0 = 57 \text{ mm,} \\ R_s &= 50,5 \quad \text{,,} \quad \varphi = 45^\circ \quad \text{,,} \quad \lambda_0 = 37 \quad \text{,,} \end{aligned}$$

MERCZYNG fand für $\lambda_0 = 45$ mm und 41° Inzidenz $R_s = 57$, was ganz gut mit unseren Messungen übereinstimmt.

Zur Berechnung des Brechungsexponenten bedarf es noch der Kenntnis von n_λ . Aus den Absorptionskurven ergab sich dies für:

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= 57 \text{ mm zu } n_\lambda = 1,44, \\ \lambda_0 &= 37 \quad \text{,,} \quad n_\lambda = 1,38. \end{aligned}$$

Diese Werte liefern

$$\begin{aligned} n &= 3,8 \text{ für } \lambda_0 = 57 \text{ mm,} \\ n &= 3,6 \quad \text{,,} \quad \lambda_0 = 37 \quad \text{,,} \end{aligned}$$

Da hier so starke Absorption vorlag, so wurde auch versucht, den Temperatureinfluß zu bestimmen. Erwärmen ließ der Methylalkohol wegen seines niederen Siedepunktes nicht zu, eine Abkühlung um 10° ergab keine deutliche Änderung, so daß man nur sagen kann, diese muß unter 1 Proz. pro Grad liegen, weil das der Fehlergrenze dieser Messung entspricht. Da wegen der schnellen Temperaturänderung so dünner Flüssigkeitsschichten die Messung sehr schnell geschehen mußte und nur wenige Ausschläge beobachtet werden konnten, so war dabei die Fehlergrenze höher als bei den anderen Absorptionsmessungen, wo sie 2 bis 5 Proz. beträgt.

In gleicher Weise wurde die Absorption von Äthylalkohol (99,5 proz.), Propylalkohol (techn.), Isobutylalkohol und Glycerin

(spez. Gew. 1,26) bestimmt. Alle Substanzen waren von KAHLBAUM bezogen.

Die Resultate der Messungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt, mit den Werten O. VON BAEYER¹⁾ für $\lambda_0 = 740 \text{ mm}$; ϑ ist die Temperatur.

Substanz	$\lambda_0 = 17,5 \text{ mm}$		37 mm		57 mm		740 mm (BAEYER)	
	ϑ	$n\kappa$	ϑ	$n\kappa$	ϑ	$n\kappa$	ϑ	$n\kappa$
Methylalkohol . . .	17°	0,80	18°	1,38	17°	1,44	16°	0,40
Äthylalkohol . . .	17	0,39	15	0,45	17	0,60	17	0,96
Propylalkohol . . .	19	0,30	16	0,50	17	0,58	20	1,20
Isobutylalkohol . .	18	0,25	17	0,26	17	0,31	18	1,12
Glycerin	19	0,27	15	0,26	17	0,23	20	1,41

Alle unsere Werte von $n\kappa$ nehmen von der längeren Welle her ab, mit Ausnahme des Glycerins, bei dem der erste Anstieg eines zweiten Absorptionsstreifens vorzuliegen scheint. Während man bei Äthyl-, Propyl-, Isobutylalkohol und Glycerin schon weit über die von BAEYER und DRUDE gefundenen starken Absorptionen hinaus ist, zeigt Methylalkohol umgekehrt bei den niedrigen Wellenlängen sehr starke Absorption im Gegensatz zu dem auffallend geringen Wert bei $\lambda_0 = 74 \text{ cm}$.

Die Interferenzen waren bei allen Substanzen so schwach ausgeprägt, daß man daraus keine Wellenlänge bestimmen konnte.

Etwas genauer kann man aber auf folgendem indirekten Wege den Brechungsexponenten aus der Absorptionskurve bestimmen: man extrapoliert rechnerisch auf die Schichtdicke 0. und erhält so die eintretende Intensität; daraus und aus der Intensität der Gesamtstrahlung ergibt sich das Reflexionsvermögen R für senkrechte Inzidenz, welches, wie oben mittels der CAUCHYSchen Formel, den Brechungsexponenten berechnen läßt. Dabei ist stillschweigend vorausgesetzt, daß in der Glasplatte des Absorptionsgefäßes weder Absorption noch störende Interferenzen auftreten, welche Bedingungen besonders bei den kürzeren Wellen wohl nicht erfüllt sind. Daher kam hier zur Berechnung nur die 57 mm-Welle zur Anwendung.

¹⁾ O. VON BAEYER, l. c., S. 51.

$\lambda_0 = 57 \text{ mm.}$

Substanz	Aus der Absorptionskurve ber.		Beobachtete Werte	
	R für $\varphi = 0$	n	n	Beobachter
Methylalkohol	33,6	3,7	3,8	ECKERT
Äthylalkohol	33,6	3,6	3,2	COLE ($\lambda_0 = 50 \text{ mm}$)
Propylalkohol	25,8	2,8	—	
Isobutylalkohol	17,5	2,4	—	—
Glycerin	34,2	3,8	3,76	VON LANG ($\lambda_0 = 80 \text{ mm}$)
			4,1	MERCZYNG ($\lambda_0 = 45 \text{ mm}$)

Um aus n und $n\kappa$ das κ zu berechnen, wurde für Äthylalkohol als wahrscheinlichster Wert bei $\lambda_0 = 57 \text{ mm}$, $n = 3,4$ angenommen und für Glycerin $n = 3,8$. Da bei beiden die Absorption schwach ist und außerdem durch die Division in das κ ein kleinerer Fehler kommt, so wurden für die beiden kleineren Wellen die gleichen Werte verwandt. Folgende Werte sind bisher beobachtet:

Beobachter	λ_0 in cm	Methylalkohol		Äthylalkohol		Glycerin	
		n	κ	n	κ	n	κ
ECKERT {	1,75	(2,8)	0,29	(3,4)	0,11	(3,8)	0,07
	3,7	3,55	0,39	(3,4)	0,13	(3,8)	0,07
MARX	4,0	—	—	3,0	—	—	—
MERCZYNG ¹⁾ . .	4,5	(5,4)	—	2,25	—	4,1	—
COLE	5,0	—	—	3,2	—	—	—
ECKERT	5,7	3,8	0,38	3,4	0,17	3,8	0,06
VON LANG ²⁾ . .	8,5	—	—	—	—	3,8	—
MARX	53	—	—	4,54	—	—	—
COLLEY	62	—	—	4,24	—	—	—
DRUDE	75	5,8	0,08	4,85	0,21	5,03	0,41
RUDOLPH ³⁾ . .	91	—	—	4,56	—	—	—
COLLEY	92	—	—	4,51	—	—	—
DRUDE	200	—	—	4,94	—	6,25	0,27
THWING ⁴⁾ . . .	1000	—	—	4,98	—	7,5	—

Werte von geringerer Sicherheit sind eingeklammert.

¹⁾ Ohne Berücksichtigung der starken Absorption.

²⁾ V. VON LANG, Wiener Ber. 105 [2a], 253, 1896.

³⁾ RUDOLPH, Diss. Leipzig 1911.

⁴⁾ THWING, ZS. f. phys. Chem. 14, 286, 1894.

Die Werte gelten alle für Zimmertemperatur. Für Propyl- und Isobutylalkohol liegen nur wenig Werte vor, daher sind unten nur noch die von DRUDE angeführt.

Substanz	$\lambda_0 = 17,5$		37	57	750 mm (DRUDE)	
	n	κ	κ	κ	n	κ
Propylalkohol .	(2,8)	0,11	0,18	0,21	3,82	0,41
Isobutylalkohol	(2,4)	0,10	0,11	0,13	2,57	0,43

Alle die hier gemessenen Substanzen zeigen anomale Dispersion und anomale Absorption. Der Verlauf von κ ist, ausgenommen bei Methylalkohol, ähnlich wie bei $n\kappa$. In dem hier untersuchten Gebiete haben die höheren Alkohole schon alle das Absorptionsmaximum überschritten, ebenso wie Glycerin, bei dem man sich offenbar in einem Minimum zwischen zwei Streifen befindet. Beim Methylalkohol dagegen wird zwischen $\lambda_0 = 57$ mm und $\lambda_0 = 37$ mm gerade das Absorptionsmaximum erreicht.

Chemische Konstitution und anomale Absorption.

Die Frage ist, durch welche Faktoren die anomale Absorption bedingt wird und welches die elektrisch geladenen Massen sind, deren Eigenschwingungen das Maximum bestimmen.

DRUDE erkennt als Charakteristikum die Anwesenheit der Hydroxylgruppe. Es trifft dies bei seinen zahlreichen Messungen (hauptsächlich für $\lambda_0 = 75$ cm) in der Tat auch meistens zu. Wo keine oder sehr geringe Absorption bei einer OH-Gruppe stattfindet, ist immer die Möglichkeit vorhanden, daß dies bei anderen Wellenlängen der Fall ist, wie wir z. B. für Wasser und Methylalkohol zeigen konnten.

Nun sind es bekanntlich gerade die Hydroxylgruppen enthaltenden Moleküle, welche starke Assoziation zeigen. Den Grund dafür bildet die starke Restaffinität des Sauerstoffs, die besonders zur Geltung kommt, sobald an beiden oder auch nur an der einen Valenz ein Wasserstoffatom sitzt.

Daß Assoziation stattfindet, geht aus verschiedenen physikalischen Tatsachen hervor, so aus Messungen der molekularen Oberflächenenergie¹⁾. Diese bedingt wiederum eine Erniedrigung

¹⁾ W. RAMSAY und J. SHILDS, ZS. f. phys. Chem. 12, 433, 1893.

der Dampfspannung und diese Stoffe siedend auch alle viel höher, als man aus ihrer chemischen Zusammensetzung nach Analogien schließen kann. Assoziation ruft auch eine größere relative Raumerfüllung hervor, wodurch sich mit der CLAUSIUS-MOSOTTischen Vorstellung die hohen Dielektrizitätskonstanten erklären, und diese sind gerade das Hauptkennzeichen zu erwartender anomaler Absorption; denn der Wert des Brechungsexponenten steigt um so mehr, je stärker und ausgedehnter das Absorptionsgebiet ist, durch welches er hindurchgehen muß, um von dem niedrigen optischen Wert zu dem hohen elektrischen zu gelangen. So müßte im festen Zustande die Assoziation der Moleküle aufhören, da die Dielektrizitätskonstante unterhalb des Schmelzpunktes einen sehr niedrigen Wert annimmt.

Auch das Vorzeichen des Temperaturkoeffizienten spricht dafür, daß die anomale Absorption elektrischer Wellen durch Komplexe von assoziierten Molekülen hervorgerufen wird. Alle oben genannten Erscheinungen nehmen nämlich mit steigender Temperatur ab und das gleiche findet bei der elektrischen Absorption¹⁾ statt. Es scheinen also nur die bei einer bestimmten Temperatur anwesenden assoziierten Moleküle die Stärke der Absorption zu bedingen. Dafür spricht auch, daß wir bei Wasserdampf keine Absorption finden konnten.

Die Eigenschwingung der größten Moleküle selbst liegt wahrscheinlich noch näher den Wärmestrahlen zu in einem bis jetzt noch nicht darstellbaren Gebiet. Daher kommt es auch, daß die oben gebrauchten Werte von ϵ_0 nicht mit dem Quadrat des nächsten optischen Brechungsexponenten identisch sind. In diesem Gebiet ist zu erwarten, daß auch nicht assoziierende Substanzen absorbieren und der bis jetzt noch bei keiner Flüssigkeit von hoher Dielektrizitätskonstante gefundene Anschluß der elektrischen an die optischen Werte des Brechungsexponenten stattfindet.

Zusammenfassung.

1. Im Gegensatz zu manchen Angaben in der Literatur wurde gezeigt, daß das Reflexionsvermögen von Metall für kurze elektrische Wellen der Theorie entsprechend 100 Proz. beträgt, gleichviel in welcher Ebene der elektrische Vektor schwingt.

¹⁾ Siehe O. VON BAEYER, l. c. Glycerin und Isobutylalkohol zeigen Zunahme von $n \times$ bei steigender Temperatur, jedoch eine ziemlich geringe.

2. Beim Wasser wurde das Reflexionsvermögen und die Durchlässigkeit für die Wellenlänge 88, 57, 37 und 17,5 mm gemessen und der Temperaturkoeffizient der Absorption bestimmt.

3. Daraus wurde der Brechungsexponent und der Absorptionskoeffizient berechnet und die anomale Dispersion von Wasser in diesem Gebiet erwiesen.

4. Für die Wellenlängen 57, 37 und 17,5 mm wurde bei Methyl-, Äthyl-, Propyl-, Isobutylalkohol und Glycerin die Absorption pro Zentimeter gemessen und die anomale Dispersion dieser Substanzen bestätigt.

5. Bei Methylalkohol wurde der Brechungsexponent aus dem Reflexionsvermögen bestimmt und auf Grund der Werte der Absorptionskoeffizienten die Wellenlänge der längsten Eigenschwingung festgestellt.

6. Schließlich wurde darauf hingewiesen, daß für starke Absorption im Gebiet elektrischer Wellen möglicherweise die Hydroxylgruppe als solche nicht das Charakteristische ist, sondern die Assoziation der Moleküle zu Komplexen, zu welcher die OH-Gruppe besonders neigt.

***Zur Bestimmung
der Erstenergien lichtelektrisch ausgelöster Elektronen;
von H. J. van der Bijl.***

(Eingegangen am 15. April 1913.)

Einleitung.

Bei der Bestimmung der Erstenergien der durch kurzwelliges Licht ausgelösten Elektronen treten Fehler so mannigfaltiger Art auf, daß bis jetzt, trotz aller Bemühungen in den letzten zwölf Jahren, diese Größen zu messen, ihre Absolutwerte mit einiger Sicherheit noch nicht angegeben werden können. Schon lange wurde erkannt, daß die Oberflächenbeschaffenheit der zu untersuchenden Substanzen eine wesentliche Rolle spielt, und daher die Untersuchung darauf gerichtet, möglichst reine Oberflächen zu verwenden.

Wegen der unvermeidlichen Gasschichtbildung an Metallen ging man daran, Oberflächen im Vakuum herzustellen, oder sie im Vakuum zu reinigen. So haben z. B. VON BAEYER und GEHRTS¹⁾ versucht, die Flächen durch kathodische Zerstäubung zu reinigen und fanden, daß die Erstenergien dadurch erhöht wurden. Spätere Versuche²⁾ haben jedoch gezeigt, daß diese hohen Werte durch die Entladung fehlerhaft geworden waren. Da nun fast alle Autoren bis dahin Entladungen zur Prüfung des Vakuums durch ihre Versuchsrohre geschickt hatten, erhob sich die Frage, inwieweit die Glimmentladung die Erstenergien hätte verfälscht haben können. In der Tat fand HERRMANN³⁾, daß bei völliger Abwesenheit der Hochspannungsentladung sämtliche von ihm untersuchten Metalle die maximale Erstenergie 0 haben, läßt aber der Deutung Raum, daß ein äußerer Einfluß dieses Resultat vorgetäuscht haben könnte.

Die hohen scheinbaren Erstenergien, welche durch die Glimmentladung hervorgerufen werden, sind wohl zum Teil eine

¹⁾ VON BAEYER u. GEHRTS, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 870, 1910.

²⁾ VON BAEYER u. TOOL, ebenda 13, 569, 1911.

³⁾ K. HERRMANN, ebenda 14, 557, 1912.

direkte Folge von Änderungen des Kontaktpotentials. Daß dieses durch Entladungen geändert wird, ist schon von GAEDE¹⁾ beobachtet worden. Solche Variationen zeigen auch Versuche, die ich über den Einfluß der Glimmentladung angestellt habe²⁾. Es ist jedoch nicht unwahrscheinlich, daß durch die infolge der Hochspannungsentladung auftretenden elektrischen Ladungen störende Felder entstehen³⁾, so daß die beobachteten Änderungen des Kontaktpotentials zum Teil nur scheinbar sind. v. BAeyer und TOOL⁴⁾ haben den Einfluß der Glimmentladung auf das Kontaktpotential untersucht. Bei ihnen wurde jedoch die Kontaktdifferenz in einer Wasserstoffatmosphäre gemessen. Da nun, wie auch die vorliegenden Versuche zeigen, das Kontaktpotential sich mit dem Gasdruck ändern kann, so ist es nötig, die Messung desselben im Vakuum vorzunehmen⁵⁾.

HERRMANN hat seine Flächen im Vakuum geschabt. Unter anderen haben KLAGES⁶⁾, KUNZ⁷⁾ und HUGHES⁸⁾ Flächen im Vakuum hergestellt. Diese Verfahren wären imstande, einwandfreie Resultate zu liefern, wenn sie in einem absoluten Vakuum vorgenommen werden könnten. Da sich aber in dem besten heutzutage zu erzielenden Vakuum noch viele Gasmoleküle befinden, welche die Oberflächen der zu untersuchenden Substanzen zu beeinflussen vermögen, so scheint es zweckmäßiger, mühsame Vorsorgemaßregeln zur Herstellung „reiner“ Flächen zunächst zu unterlassen und den Einfluß der Kontaktpotentialdifferenz, welcher doch die größte Gefahr bei der genauen Ermittlung der Erstenergien bildet, im Vakuum zu bestimmen.

Dieser entscheidende Einfluß ist bei den Bestimmungen der Erstenergien mit wenigen Ausnahmen unberücksichtigt geblieben, obwohl die Notwendigkeit, eine Korrektur dafür anzubringen,

¹⁾ GAEDE, Ann. d. Phys. (4) 14, 641, 1904.

²⁾ Vgl. S. 344.

³⁾ Man vergleiche hierzu die Versuche von E. BAUERMANN, Diss. Rostock.

⁴⁾ v. BAeyer u. TOOL, l. c., S. 571.

⁵⁾ Den Vorschlag, die für die Bestimmung der Erstenergie notwendige Messung der Kontaktpotentialdifferenz im Vakuum auszuführen, verdanke ich Herrn Prof. HALLWACHS.

⁶⁾ A. KLAGES, Ann. d. Phys. (4) 31, 343, 1910.

⁷⁾ J. KUNZ, Phys. Rev. 33, 208, 1911.

⁸⁾ A. LI. HUGHES, Phil. Trans. Roy. Soc. (A) 202, 205, 1912.

schon lange erkannt worden war¹⁾. Erst neuerdings hat COMPTON²⁾ die Kontaktpotentialdifferenz der untersuchten Platten gemessen, aber bei Atmosphärendruck, so daß nicht zu entscheiden ist, ob die Werte ganz brauchbar sind.

Der Zweck der vorliegenden Arbeit war, zu untersuchen, inwieweit die störenden Einflüsse, welche bei der Bestimmung der Erstenergien auftreten, als Ursache der mangelnden Übereinstimmung der von verschiedenen Autoren gefundenen Resultate aufgefaßt werden können.

Versuchsanordnung.

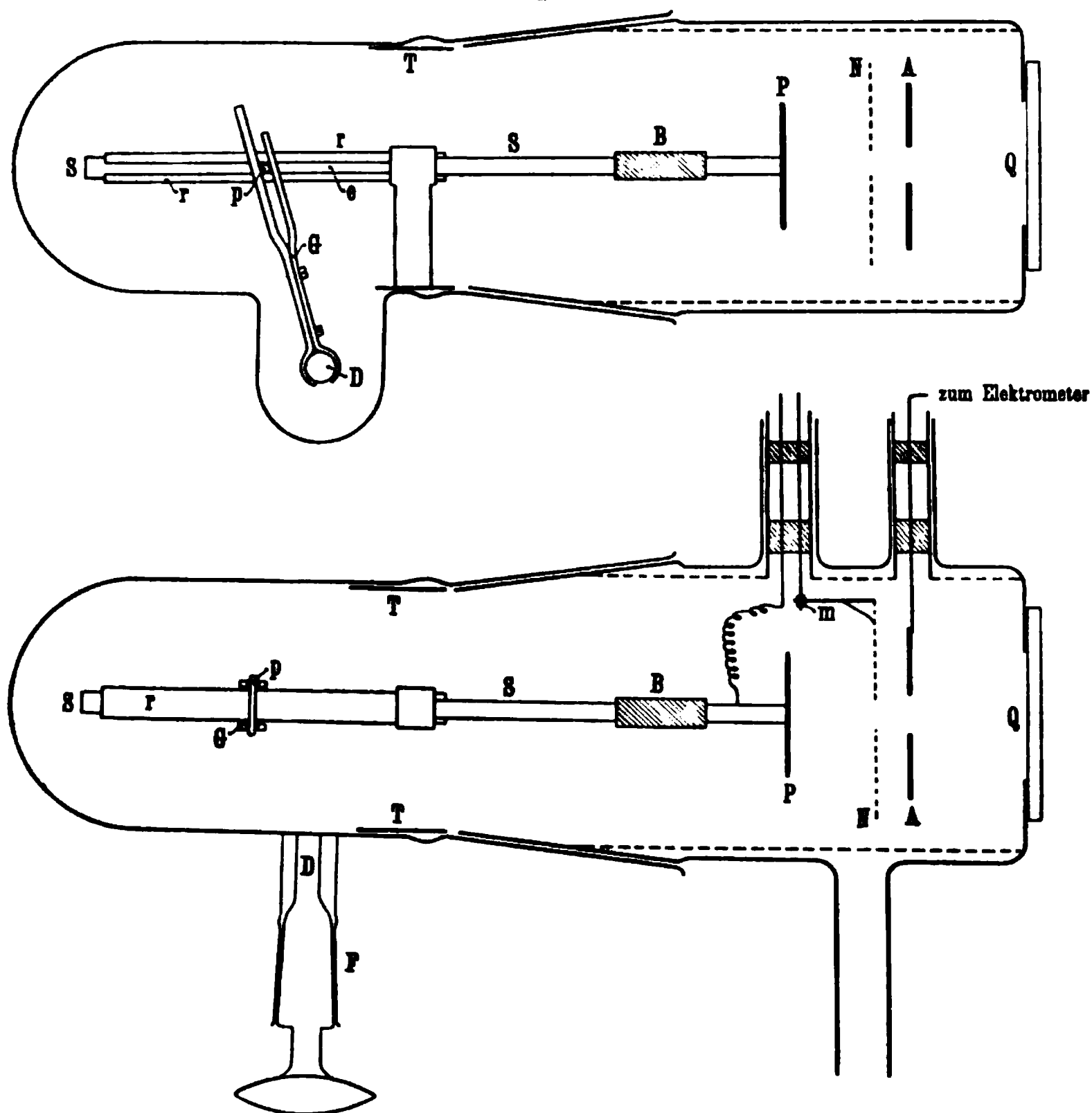
Zur Messung der Erstenergien und Kontaktpotentiale im Vakuum kam das in Fig. 1 abgebildete Glasrohr zur Verwendung. (In der einen Zeichnung wird das Rohr von der Seite, in der anderen von oben gesehen.) Es hatte eine Länge von 26 cm und einen Durchmesser von 8 cm. *P* stellt die zu untersuchende Platte dar, welche bei diesen Versuchen aus Zink bestand. Die Platte wurde vor Einbringen in das Rohr geschabt. Eine mit dem Elektrometer verbundene Platte *A* diente zum Auffangen der Elektronen. Um Elektronenreflexion zu verhindern, wurde in der üblichen Weise ein Messingdrahtnetz *N*, an welches die Hilfsspannung gelegt werden sollte, zwischen *A* und *P* angebracht. Diese Metallteile waren durch Bernsteinisolation in das Rohr eingeführt. Um den Einfluß des zwischen *N* und *A* bestehenden Hilfsfeldes auf die Anfangsgeschwindigkeiten zu untersuchen, konnte das Netz (nach Öffnung des Rohres) durch die kleine Mutter *m* in verschiedene Entfernungen von der Platte *A* gebracht werden. Das Netz *N* sowohl wie auch die Platte *A* besaßen ein Loch, durch welches die Belichtplatte *P* bestrahlt werden konnte. Um den Eintritt der ultravioletten Strahlen in das Rohr zu ermöglichen, wurde eine Quarzplatte *Q* auf das vordere Ende des Rohres aufgekittet.

¹⁾ Vgl. W. HALLWACHS, Wied. Ann. 29, 9, 1886; 32, 70, 1887. P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 8, 178, 1902.

²⁾ K. COMPTON, Phil. Mag. (6) 23, 579, 1912. O. W. RICHARDSON u. K. COMPTON [Phil. Mag. (6) 24, 575, 1912] erwähnen, daß ihre Arbeit sich von anderen dadurch unterscheidet, daß u. a. die Kontaktdifferenz berücksichtigt wurde, sagen aber nichts über Messungen derselben. Der Hinweis auf die Arbeit von COMPTON (l. c.) läßt vermuten, daß auch hier die Kontaktdifferenz durch Gasionisation gemessen wurde.

Die Kontaktpotentialdifferenz läßt sich nach der PELLAT-schen Methode messen, wenn die eine Platte beweglich ist. Um die Platte *P* parallel zu sich selbst verschieben zu können, wurde sie durch Bernsteinisolation *B* mit einem langen Messingstabe *S* verbunden. Diesen Stab hielt ein Messingrohr *r*, durch welches er sich bewegen konnte, in der horizontalen Stellung.

Fig. 1.



Das Rohr *r* selbst wurde vermittelt eines sich an das Glasrohr federnd anlegenden Ringes *TT* festgehalten, und besaß an beiden Seiten einen Schlitz *e*, in welchem sich ein kleiner mit dem Stabe *S* verbundener Stift *p* bewegen konnte. Um nun den Stab *S* samt Platte *P* von außen verschieben zu können, wurde eine aus Messing bestehende Doppelgabel *G* verwendet. Diese

Gabel war unten an einem Glasstabe D befestigt, welcher um seine Achse mittels eines in einem Ansatzrohr R befindlichen Schliffes F gedreht werden konnte. Auf diese Weise ließ sich die Platte P in beliebige Entfernung vom Netz bringen. Es sei bemerkt, daß alle beweglichen Metallteile mit der Erde verbunden blieben. Das Versuchsrohr war zum elektrostatischen Schutz mit einem geerdeten Messingdrahtnetz ausgekleidet. Die durch die Ansatzrohre führenden Zuleitungen wurden durch geerdete Messingröhren geführt.

Zur Messung der Ströme kam ein Elektrometer mit Zylinderquadranten nach KLEINER¹⁾ zur Verwendung, neben welchem ein Bronsonwiderstand lag. Die Empfindlichkeit des Elektrometers betrug bei 2,5 m Skalenabstand anfangs 1500 Skalenteile pro Volt, wurde aber bei den Versuchen mit zerlegtem Licht auf 2000 Skalenteile pro Volt gesteigert.

Zum Vorpumpen diente eine GERYK-Ölpumpe. Das weitere Evakuieren geschah mit Kohle und flüssiger Luft.

Das Licht einer Quarzquecksilberlampe wurde durch einen Quarzoptik-Monochromator, mit einem Prisma konstanter Ablenkung, zerlegt. Die Lampe saß am Kollimator, so daß für die Einstellung auf verschiedene Linien nur nötig war, das Kollimatorrohr zu drehen, während das mit einem Spalt versehene Fernrohr relativ zum Apparat fest blieb. Eine Quarzlinse bildete den Spalt auf der Platte P ab; diese Einstellung erfolgte mit der sichtbaren blauen Linie ($436 \mu\mu$). Zur Eichung des Monochromators diente ein Fluoreszenzschirm.

Verteilung der Erstenergien.

a) Einfluß des Hilfsfeldes. Zur Vermeidung der Elektronenreflexion an der Platte A (Fig. 1) wurde, wie üblich, ein gegen sie negativ geladenes Netz N vorgeschaltet. Die aus P tretenden Elektronen können dann dadurch verzögert oder beschleunigt werden, daß das Potential von P nicht um Null, sondern um das Potential von N herum variiert wird. Auf diese Weise kann die Verteilung der Energien untersucht werden. Das zwischen N und A wirkende Hilfsfeld setzt sich, wie schon

¹⁾ A. KLEINER, Vierteljahrsschr. d. Naturf. Ges. Zürich 51, 226, 1906. Vgl. auch C. MÜLLY, Phys. ZS. 14, 237, 1913.

VON BAEYER¹⁾ betont hat, auch in das Gebiet zwischen N und P fort und übt dort eine beschleunigende Wirkung auf die Elektronen aus. Das Hilfsfeld verhindert also nicht nur Reflexion, sondern verschiebt die Energieverteilungskurven nach der Richtung der verzögernden Potentiale (d. h., in der üblichen Bezeichnung, nach links).

Es wurde schon von anderen Autoren versucht, eine Korrektur für den Einfluß des Hilfsfeldes auf die Erstenergien anzubringen. KLAGES²⁾ gibt an, wenn ein Punkt der Kurve ohne Einfluß des Hilfsfeldes bestimmt werden könnte, so ließe sich die ganze Kurve in ihrer richtigen Lage zeichnen. Dies trifft aber, wie folgende Überlegung zeigt, nicht zu. Von den Elektronen, welche auf die Drähte des Netzes gehen, bleiben nämlich diejenigen größerer Energie leichter an dem Netz haften als die anderen, da sie, infolge ihrer größeren Geschwindigkeit, ein stärkeres Feld brauchen, um sie durch die Maschen des Netzes zu ziehen. Die Kurven für schwächere Hilfsfelder müssen also steiler sein als für stärkere. Dies konnte ich auch experimentell bestätigen³⁾. Indessen spielt hier aber noch ein anderer Faktor mit, der unter Umständen wieder in entgegengesetzter Richtung wirken kann (s. unten).

b) Einfluß der Divergenz der Elektronenstrahlung. COMPTON, der ebenfalls den Einfluß des Hilfsfeldes auf die Verteilungskurven untersucht hat, findet, daß die Verschiebung derselben in linearer Beziehung mit der an das Netz gelegten Spannung steht, und vermerkt⁴⁾, daß dieser Befund im Widerspruch mit den Versuchen von LADENBURG und MARKAU⁵⁾ zu stehen scheint, weil letztere finden, daß Hilfsspannungen von über 50 Volt keinen Einfluß auf die Kurven mehr haben. Dieser Widerspruch läßt sich aufklären; er beruht darauf, daß die Versuchsanordnungen in beiden Fällen sehr verschieden waren und bei der Anordnung von LADENBURG und MARKAU ein Umstand mitgespielt hat, welchen diese Autoren übersehen zu haben scheinen. Bei ihren Versuchen wurde nämlich der Einfluß des

¹⁾ V. BAEYER, Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 109, 1908.

²⁾ A. KLAGES, l. c., S. 350.

³⁾ Vgl. S. 341 und Fig. 4.

⁴⁾ K. COMPTON, l. c., S. 584, Fußnote.

⁵⁾ LADENBURG und MARKAU, Phys. ZS. 9, 825, 1908.

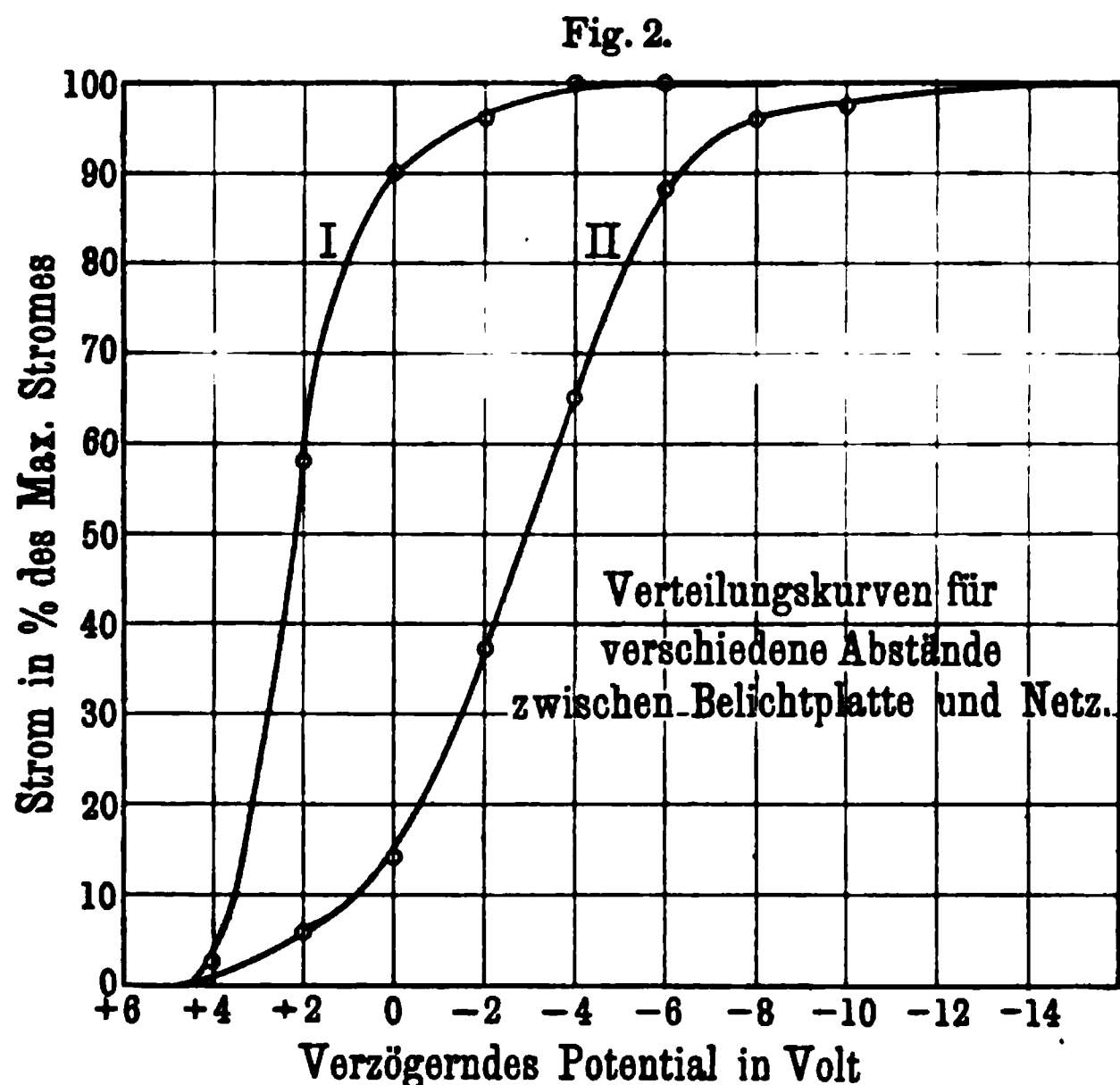
Hilfsfeldes auf den Elektronenstrom lediglich für den Fall, daß kein Feld zwischen Netz und Belichtplatte lag, und nicht für die ganze Kurve untersucht. Da nun der Abstand zwischen der Belichtplatte und dem Netz sehr groß (6 cm) war, so kann man, wenn auch von 50 Volt an die Hilfsspannung keinen Einfluß mehr auf den Strom für die Potentialdifferenz 0 hat, doch nicht schließen, daß die Elektronenreflexion durch eine Spannung von 50 Volt verhindert wird. Wahrscheinlicher scheint es, daß zur Verhinderung der Reflexion ein kleineres Feld schon genügt. Der Grund dafür, daß der Strom von 50 Volt an nicht mehr ansteigt, ergibt sich aus folgendem: Die Elektronen werden von der Platte in allen Richtungen emittiert¹⁾. Infolge des großen Abstandes zwischen dieser Platte und dem Netz gelangt nur ein Bruchteil der emittierten Elektronen zum letzteren, weil der von dem Netz in bezug auf die bestrahlte Platte gebildete Raumwinkel klein ist gegen 2π . Durch Steigerung des Hilfsfeldes, welches die Elektronen nach dem Netz hin zu ziehen vermag, wird naturgemäß auch der Strom vergrößert. Er erreicht ein Maximum, sobald das Feld genügend stark wird, um alle von der Platte emittierten Elektronen nach dem Netz hin zu ziehen.

Hieraus folgt auch, daß die Hilfsspannung, vorausgesetzt, daß sie einen gewissen, von der Dimensionierung der Apparate abhängenden Grenzwert (50 Volt bei den Versuchen von LADENBURG und MARKAU) nicht übersteigt, die Kurven steiler zu gestalten vermag. Diese Wirkung ist der oben unter a) erwähnten entgegengesetzt.

Um nun diese Überlegungen zu prüfen, wurden die in Fig. 2 dargestellten Kurven aufgenommen. Die Hilfsspannung betrug 40 Volt. Elektronenreflexion kommt also nicht in Betracht. Alle Parameter wurden konstant gehalten; nur befand sich, im Falle der Kurve I, die Belichtplatte etwa 5 mm vom Netz, während bei II dieser Abstand etwa 20 mm betrug. Wie ersichtlich, weichen die Kurven recht beträchtlich voneinander ab, geben aber denselben Wert für die maximale Erstenergie. Dieser hohe Wert von über 4 Volt ist nur scheinbar. Er rührt von dem Hilfsfelde her (s. w. u.).

¹⁾ P. LENARD, Wien. Ber. 108, 1663, 1899; Ann. d. Phys. (4) 8, 159, 1902; J. ROBINSON, ebenda 31, 769, 1910; A. GEHRTS, Diss. Berlin, S. 58, 1911.

c) Einfluß der Elektronenreflexion. Es möge noch der Einfluß der Reflexion der Elektronen an der Auffangeplatte *A* auf die Erstenergien diskutiert werden. Die Reflexion hat eine ähnliche Wirkung wie die Divergenz der Elektronenstrahlung (Kurve II, Fig. 2), kann unter Umständen aber auch die Höchstenergien beeinflussen. Setzen wir nämlich voraus, daß das zwischen dem Netz und der Auffangeplatte bestehende Hilfsfeld nicht genügend stark ist, um die Reflexion der Elektronen an der Auffangeplatte zu verhindern, und betrachten diejenigen



Elektronen, die sich mit einer Geschwindigkeit v bewegen, welche größer ist als die Geschwindigkeit v' , die ihnen das Feld erteilen kann, so sehen wir, daß die Elektronen, die auf die Drähte des Netzes hineilen, dort hängen bleiben, weil das schwächere Feld zwischen Netz und Auffangeplatte nicht genügt, um sie durch die Maschen zu ziehen. Die übrigen, durch die Maschen fliegenden Elektronen können an der Auffangeplatte reflektiert werden, da sie sich nach ihr mit einer Geschwindigkeit v hinbewegen, welche größer ist als v' . Setzen wir den Fall voraus, daß alle diese Elektronen reflektiert würden, so erhielte die Auffange-

platte durch sie keine Ladung, — obwohl die Elektronen die Belichtplatte mit einer merklichen Geschwindigkeit verlassen.

Die Diskussion der Faktoren ¹⁾, welche bei der Deformation der Verteilungskurven beteiligt sind, habe ich etwas ausführlich gestaltet, weil aus der Form dieser Kurven schon weitgehende Schlüsse gezogen worden sind ²⁾. So hat man die Verteilungskurven herangezogen, um die Frage zu beantworten, wo die untere Grenze des Wertes der Erstenergien liegt, ob bei Null, bei positiven oder bei negativen Werten ³⁾.

Aus der vorangegangenen Diskussion ist ersichtlich, wie schwierig sich diese Fragen nach den Absolutwerten der Erstenergien beantworten lassen.

Einfluß des Hilfsfeldes auf die Höchstenergien.

Da auf die Form der Verteilungskurven so viele Faktoren einwirken, habe ich, um einen Anhaltspunkt für die Größe der maximalen Erstenergie zu bekommen, hauptsächlich den Einfluß des Hilfsfeldes auf diese Erstenergie untersucht.

Es sei v der angelegte Spannungsüberschuß von P über N (Fig. 1), der gerade ausreicht, um sämtliche emittierten Elektronen wieder zurückzubringen. Infolge des zwischen N und A bestehenden Hilfsfeldes entsteht im Raume PN ein Streufeld, welches auf die primären (d. h. die zwischen P und N befindlichen) Elektronen eine beschleunigende Wirkung ausübt, die den Elektronen den Energiezuwachs w erteilen möge. Die wahre Höchstenergie η ergibt sich aus

$$\eta = v - w. \quad 1)$$

Die Größe w ist offenbar eine Funktion des zwischen N und A bestehenden Hilfsfeldes E [$w = \varphi(E)$], so daß

$$v = \varphi(E) + \eta. \quad 2)$$

¹⁾ Für andere störende Einflüsse, vgl. HUGHES, l. c., S. 212.

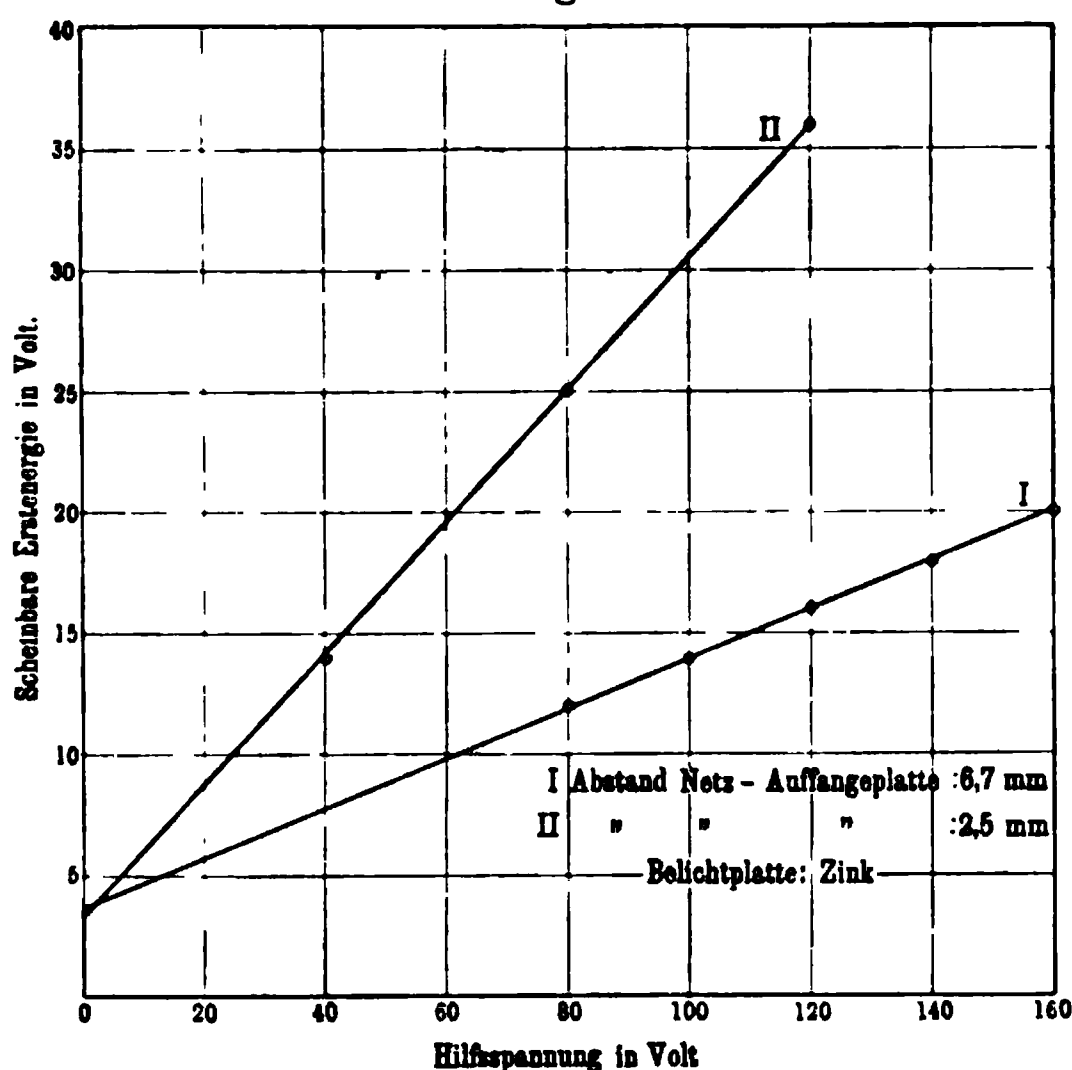
²⁾ Vgl. z. B. LADENBURG und MARKAU, l. c., S. 825.

³⁾ Nach den Versuchen von RICHARDSON und COMPTON (l. c.) ist anzunehmen, daß Geschwindigkeiten von Null bis zu einem maximalen Wert vorkommen. Bei ihnen wurde Elektronenreflexion ohne das störende Hilfsfeld auf ein Minimum reduziert, während die nach allen Richtungen emittierten Elektronen zur Messung gelangten. Da diese Anordnung mir als die einwandfreieste erscheint, habe ich bei den vorliegenden Versuchen von der Beantwortung der Frage nach den unteren Grenzen der Erstenergien und der Form der Energieverteilungskurven abgesehen.

Um nun die Form der Funktion φ experimentell zu bestimmen, wurden eine Reihe von Versuchen ausgeführt. Sie zeigten, daß die scheinbaren Höchstenergien in linearer Beziehung zu der an das Netz gelegten Spannung stehen.

In Fig. 3 sind die aus den Versuchen gewonnenen Höchstenergien als Funktion der Hilfsspannung aufgetragen. Die Kurven I und II stellen die Ergebnisse für einen Abstand von 6,7 mm bzw. 2,5 mm zwischen Netz N und Auffangeplatte A dar.

Fig. 3.



Werden die scheinbaren Höchstenergien als Funktion des zwischen N und A bestehenden Feldes dargestellt, so fallen die Kurven I und II zusammen. Dies war zu erwarten, da das Feld und nicht die am Netz liegende Spannung in Betracht kommt. Die Gleichung (2) hat also die Form zu erhalten:

$$v = \frac{k}{d} V + \eta, \quad 3)$$

wo k für dasselbe Netz konstant bleibt, wenn d den Abstand zwischen Netz und Auffangeplatte und V die Spannungsdifferenz N gegen A bedeuten. Die wegen der Störung durch das Hilfsfeld korrigierte Höchstenergie η ergibt sich aus dem Schnitt mit der Ordinatenachse.

Aus den Kurven ist ersichtlich, daß das Hilfsfeld beträchtlich hohe Erstenergien vortäuschen kann. Dies hängt natürlich von der Dimensionierung der Auffangeplatte und des Netzes ab. Bei diesen Versuchen wurden die Dimensionen absichtlich ungünstig gewählt, um zu zeigen, wie groß der Einfluß des Hilfsfeldes unter Umständen werden kann. Die Auffangeplatte aus Kupfer hatte denselben Durchmesser (47 mm) wie das Netz. Auch war das Loch zum Durchlassen der Lichtstrahlen bei Platte und Netz gleich groß (9 mm Durchmesser). Deshalb kam bei diesen Versuchen auch die Randwirkung des Feldes mit ins Spiel.

Es wurden nun zwecks Herabsetzung der Randwirkung weitere Versuche ausgeführt, bei denen die Auffangeplatte die Form eines Ringes von 18 mm innerem und 35 mm äußerem Durchmesser hatte, während das Netz dieselben Dimensionen wie früher behielt. Auch hier ergab sich die lineare Abhängigkeit vom Hilfsfeld; nur war die störende Wirkung viel kleiner. Bei 80 Volt Hilfsspannung und etwa 3 mm Abstand zwischen Netz und Auffangeplatte fand ich z. B. eine scheinbare maximale Erstenergie von 6 Volt.

Die Kurven der Fig. 3 zeigen, daß die für das Hilfsfeld korrigierte Höchstenergie unter Berücksichtigung der Kontaktpotentialdifferenz, welche zu 0,67 Volt bestimmt wurde (s. w. u.), etwa zwischen 3 und 4 Volt liegt. Dieser Wert ist nur als annähernd richtig zu betrachten (s. w. u.).

Versuche mit einfarbigem Licht.

In der folgenden Tabelle sind die Ergebnisse einiger Versuche mitgeteilt, die mit zerlegtem Licht, und zwar mit der

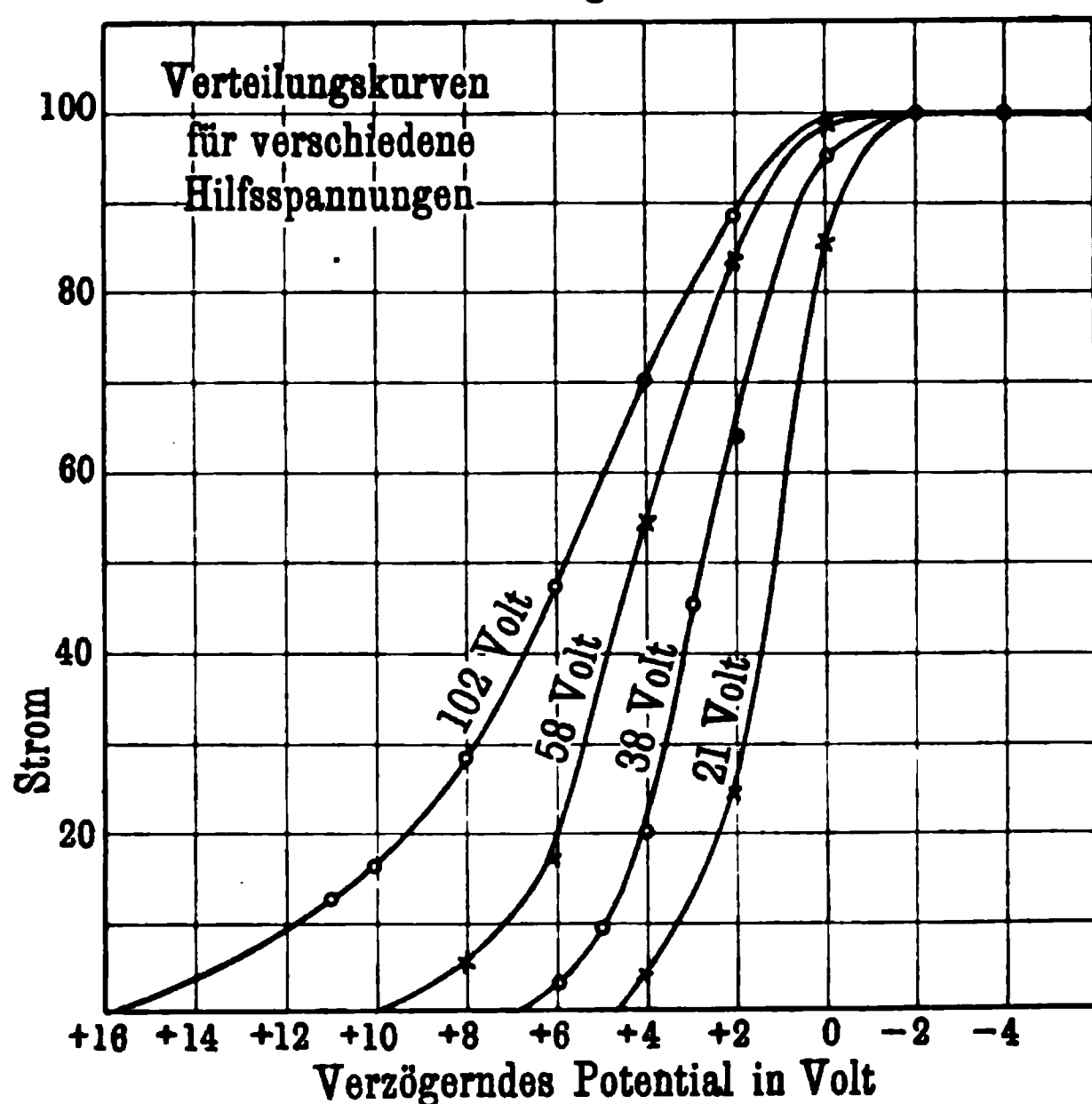
Tabelle I.

— 58 Volt am Netz		— 21 Volt am Netz	
Volt an Platte <i>P</i> gegen Netz	Strom	Volt an Platte <i>P</i> gegen Netz	Strom
— 6	100	— 4	100
— 4	100	— 2	100
0	98,8	0	85,7
+ 2	83,6	+ 2	24,6
+ 4	54,4	+ 4	3,75
+ 6	17,7		
+ 8	5,8		

Wellenlänge $254\mu\mu$, ausgeführt wurden. Bei ihnen bestanden Auffangeplatte und Netz beide aus Messing und hatten zum Durchlassen des Lichtes je einen Schlitz von 5 mm bzw. 3 mm Breite und 15 mm bzw. 11 mm Länge. Die Belichtplatte, welche auch bei diesen Versuchen aus Zink bestand, wurde vor Einbringen in das Rohr geschabt. Die in der Tabelle angegebenen Ströme sind in Prozent des maximalen Stromes gegeben.

In Fig. 4 sind die Werte von vier solchen Versuchen graphisch dargestellt. Die Kurven für höhere Hilfsspannungen sind nicht

Fig. 4.



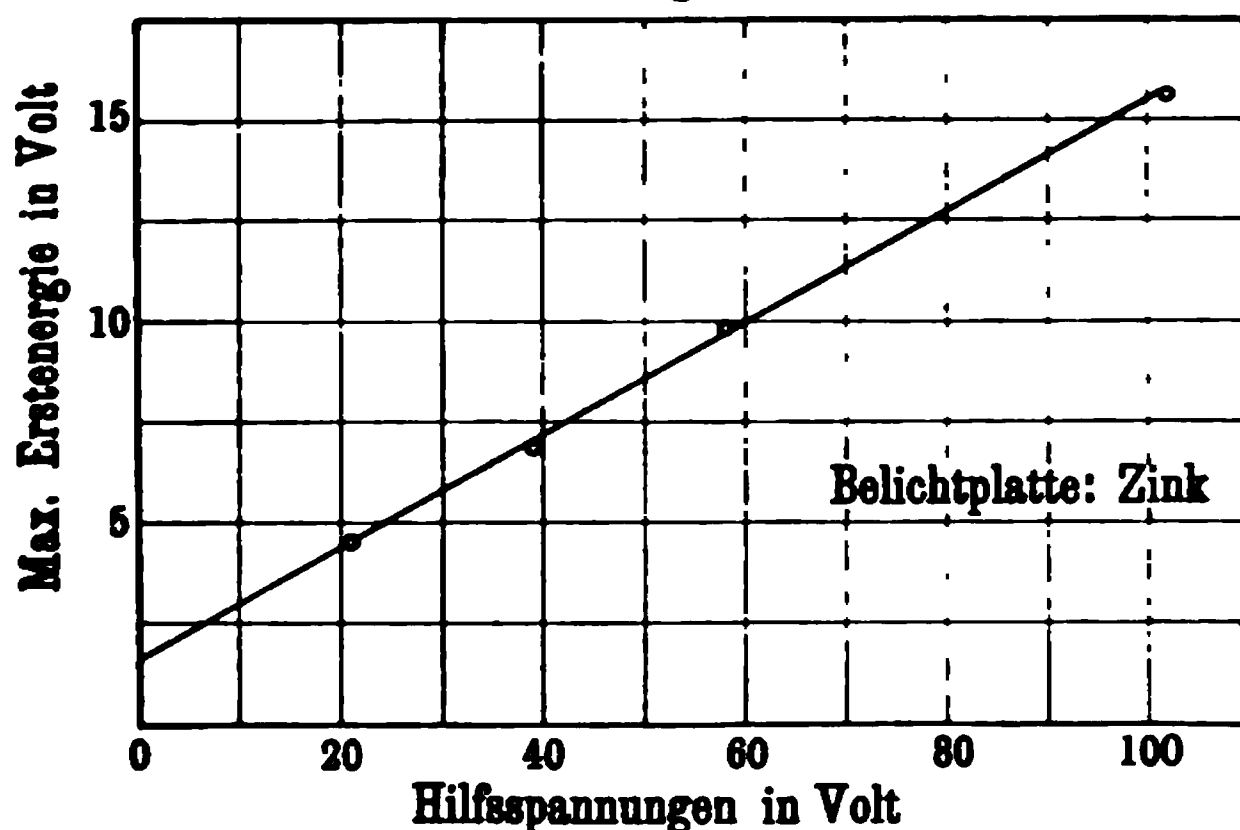
so steil wie die anderen. Dies und den Umstand, daß der Unterschied in der Neigung der Kurven sich für kleinere Hilfsspannungen weniger bemerkbar macht, konnte man wegen der auf S. 335 angeführten Überlegung erwarten. Man sieht aus diesen Kurven, daß sich auf die maximale Erstenergie nur dann schließen läßt, wenn für diese selbst, nicht etwa für eine andere Energie, die Abhängigkeit vom Hilfsfeld festgestellt wird.

Fig. 5 stellt die scheinbaren maximalen Erstenergien als Funktion der Hilfsspannung dar. Da die Kontaktpotentialdifferenz,

Messing—Zink, —0,49 Volt betrug, ergibt sich die Höchstenergie der an Zink durch Licht von der Wellenlänge $254\mu\mu$ ausgelösten Elektronen zu 2,2 Volt.

Man sieht, daß infolge des Hilfsfeldes sich die maximale Erstenergie nur mit großer Schwierigkeit genau bestimmen läßt. Erstens hat das Feld die Neigung, die Kurven flacher zu gestalten, was die genaue Ermittlung ihres Schnittpunktes mit der Spannungsachse erschwert. Andererseits darf das Hilfsfeld nicht zu klein genommen werden, da sonst die Elektronenreflexion ihren

Fig. 5.



Einfluß fühlen läßt. Bei dem hier gewählten Abstand zwischen Netz und Auffangeplatte (etwa 3 mm) konnte man bis 20 Volt heruntergehen, was auch in den Versuchen mit zerlegtem Licht zur größeren Sicherheit des Extrapolierens (Fig. 5) geschah; jedoch kann der oben angegebene Wert von 2,2 Volt keinen Anspruch auf große Genauigkeit machen.

Bestimmung der Kontaktpotentialdifferenz.

Es möge nun auf Grund der folgenden Versuche dargetan werden, daß es bei der Messung der Erstenergien notwendig ist, Zwischenbeobachtungen der Kontaktdifferenz im Rohr selbst einzuschalten. Diese kann sich unter gewissen Bedingungen sehr erheblich ändern¹⁾ und durch verschiedene Umstände beeinflußt werden. Nach einiger Zeit kommt sie indes, z. B. im Vakuum,

¹⁾ Man vergleiche z. B. H. BEIL, Ann. d. Phys. (4) 81, 849, 1910.

auf einen lange Zeit nahezu konstant bleibenden Wert, so daß die Bestimmung der Erstenergie richtig ausführbar ist.

Die Kontaktpotentialdifferenz läßt sich nunmehr im Vakuum folgendermaßen bestimmen. Zunächst sei die bewegliche Platte P (Fig. 1) geerdet und befinde sich in einem ganz kleinen Abstand von dem Netz. Dieses und die Auffangeplatte bleiben mit dem Elektrometer verbunden. Wird die Platte P entfernt, so ändert sich die Kapazität des Systems. Dieser Änderung möge der Elektrometersausschlag a_1 , der ein Maß für die bestehende Kontaktpotentialdifferenz k gibt, entsprechen. Wird nun ein Potential $-p$ an die bewegliche Platte gelegt und die Operation wiederholt, so entspricht der Elektrometersausschlag a_2 dem Potential $k - p$ ¹⁾. Dann ergibt sich die Empfindlichkeit ε aus:

$$\varepsilon = \frac{a_1 - a_2}{k - (k - p)} = \frac{a_1 - a_2}{p}.$$

Nun ist aber auch

$$\frac{a_1}{k} = \varepsilon;$$

also folgt für die Kontaktpotentialdifferenz:

$$k = p \frac{a_1}{a_1 - a_2}. \quad 4)$$

Die folgenden Messungen, die unmittelbar nach Ausführung der in Tab. I mitgeteilten Versuche vorgenommen wurden, zeigen die Genauigkeit der Methode. Die in der dritten Kolonne angegebenen Kontaktdifferenzen (Zink—Messing) wurden nach Formel 4)

Tabelle II.

Volt an bewegliche Platte (Zink)	Ausschlag mm	Kontaktdifferenz in Volt (Zink—Messing)
0 $P = -0,384$	$a_1 = 63$ $a_2 = 13$	+ 0,484
$P = -0,576$ 0	$a_2 = -11$ $a_1 = 61$	+ 0,488
		Mittel: + 0,486

¹⁾ Das Potential p wird positiv oder negativ gewählt, je nachdem die bewegliche Platte elektronegativ oder elektropositiv gegen die feststehende mit dem Elektrometer verbundene Platte ist.

berechnet. Die in der Tabelle angeführten Beobachtungen wurden unmittelbar nacheinander gemacht. Um die bewegliche Platte jedesmal möglichst genau in dieselbe Entfernung von dem Netz bringen zu können, wurde außen an den Schliff *F* ein Zeiger angebracht.

Die Glimmentladung und Variation des Kontaktpotentials.

Nach Ausführung der obigen Messungen blieben die Platten fünf Tage lang im Vakuum. Darauf wurde die Kontaktpotentialdifferenz (Zink—Messing) bei einem Druck von 0,04 mm wieder bestimmt und zu $+0,463$ Volt gefunden.

Die Platten wurden nun aus der Zelle genommen und der Luft für eine Stunde ausgesetzt. Danach verhielt sich das Zink elektronegativer gegen Messing. Dieser Wert änderte sich so rasch, daß er sich nicht genau messen ließ. Beim Auspumpen nahm das Kontaktpotential einen ziemlich definierten Wert an. Dabei wurde das Zink nur langsam wieder elektropositiv gegen Messing.

Die folgenden Messungen fanden nun unter Variation der Bedingungen im Laufe von drei Tagen statt. Die erste Messung in der Tabelle (bei 2 mm Druck) geschah 15 Minuten nach dem Evakuieren.

Diese Versuche zeigen, daß das Kontaktpotential sich im Vakuum nur wenig ändert. Sobald die Platte mit der Luft bei Atmosphärendruck in Berührung kommt, hat das Zink die Neigung, elektronegativer gegen Messing zu werden¹⁾. Beim Evakuieren stellt sich wieder der frühere Wert (zwischen $+0,4$ und $+0,5$ Volt) ein. Durch die Hochspannungsentladung kann die Potentialdifferenz nach Belieben positiv oder negativ gemacht werden, je nach der Richtung der Entladung. Es ist zu bemerken, daß, nachdem die Entladung einmal durchgegangen ist, sich im Laufe der Zeit ein Wert einstellt, der zwischen 0,3 und 0,4 Volt, statt, wie vorher, zwischen 0,4 und 0,5 Volt liegt. Dies ist daraus zu ersehen, daß ein hoher, durch die Entladung verursachter Wert von $+0,65$ Volt schon nach etwa fünf Stunden bis 0,37 herunter-

¹⁾ Solche Änderungen sind schon beobachtet worden. So fand BEIL (l. c., S. 876), daß käufliches Zink unter der Einwirkung von Kohlensäure und Feuchtigkeit stark elektronegativer wird.

fällt, statt sich zwischen $+0,4$ und $+0,5$ Volt einzustellen. Hierfür spricht auch der Umstand, daß die Potentialdifferenz erst nach zwei Tagen von $-0,96$ bis $+0,32$ heraufgegangen ist. Es scheint also, daß durch die Entladung außer den raschen, heftigen Schwankungen eine weniger ausgeprägte Änderung hervorgerufen wird, die sich nur langsam wieder ausgleicht.

Tabelle III.

Datum und Zeit	Druck usw.	Kontaktdifferenz in Volt (Zink—Messing)
18. März 12.30 ^h	2 mm	— 0,01
1.10 ^h	0,065 mm	+ 0,01
1.35 ^h	Kohle in flüssige Luft getaucht bis	
2.35 ^h	+ 0,42
3.00 ^h	Luft eingelassen bis Atmosphärendruck	
3.05 ^h	+ 0,35
3.25 ^h	+ 0,28
3.40 ^h	Ausgepumpt	
4.00 ^h	Flüssige Luft an	
4.25 ^h	+ 0,46
19. März 9.40 ^h	+ 0,51
11.10 ^h bis 11.13 ^h	Hochspannungsentladung durchgeschickt, Zinkplatte, Anode	
11.45 ^h	— 0,32
12.20 ^h	— 0,30
12.27 ^h bis 12.35 ^h	Entladung durch, Zinkplatte, Kathode	
12.42 ^h	+ 0,46
12.46 ^h bis 12.53 ^h	Dieselbe Entladung durch, Zinkplatte, Kathode	
1.00 ^h	+ 0,65
	Stehengelassen bis	
5.40 ^h	+ 0,37
6.00 ^h bis 6.06 ^h	Entladung durch, Zinkplatte, Anode	
6.15 ^h	— 0,96
	Stehengelassen und an folgenden Tagen gemessen	
20. März 12.20 ^h	+ 0,04
21. März 12.20 ^h	+ 0,32

Es wurde beobachtet, daß die Elektrometernadel kurz nach Durchschicken einer Entladung unruhig war¹⁾. Dies dauerte meistens nur einige Minuten.

¹⁾ Vgl. E. BAUERMANN, Diss. Rostock, S. 7, 1912.

Ob es sich hier um eine wirkliche Änderung des Kontaktpotentials handelt, oder ob die Schwankungen durch Ladungen hervorgerufen werden konnten, die sich infolge einer Entladung an die Wände des Gefäßes anlagern und so das Feld zwischen den Platten deformieren können, läßt sich nicht einwandfrei entscheiden. Es scheint wahrscheinlich, daß beide Effekte hier mitgespielt haben. Obwohl der Innenraum sorgfältig elektrostatisch geschützt war, ist es jedoch nicht ausgeschlossen, daß etwaige an den Wänden haftende Ladungen ihren Einfluß jenseits des geerdeten Netzes, mit dem das Versuchsrohr ausgekleidet war, hätten können fühlen lassen.

Zusammenfassung.

Das Ziel dieser Arbeit war, nachzuweisen, daß die große Masse der Bestimmungen von Erstenergien in verschiedenen Richtungen des Fundaments entbehren. Insbesondere wurde der Einfluß

a) des zur Verhinderung der Elektronenreflexion angebrachten Hilfsfeldes,

b) der zwischen den Platten bestehenden Kontaktpotentialdifferenz,

c) der Glimmentladung untersucht.

Das Hilfsfeld kann unter Umständen beträchtlich hohe Erstenergien vortäuschen (bis 40 Volt und höher). Diese stehen in linearer Beziehung zu dem Hilfsfeld. Durch Extrapolation ließ sich die maximale Erstenergie der an Zink durch Licht von der Wellenlänge $254\text{ }\mu\mu$ ausgelösten Elektronen angenähert zu 2,2 Volt bestimmen.

Es wurde gezeigt, daß die Energieverteilungskurven durch so viele Faktoren beeinflußt werden, daß sich auf ihre wahre Form nur schwierig schließen läßt.

Eine Vorrichtung wurde getroffen, welche es ermöglicht, die Kontaktpotentialdifferenz im Versuchsrohr selbst unmittelbar vor oder nach Bestimmung der Erstenergien zu messen. Das Kontaktpotential bleibt im Vakuum längere Zeit ziemlich konstant. Eine genaue Ermittlung der Erstenergien ist also möglich. Hierfür würde eine Anordnung nach der Art, wie sie RICHARDSON und COMPTON (l. c.) angewendet haben, wohl am geeignetsten sein; jedoch sollten Zwischenbeobachtungen der Kontaktdifferenz

im Vakuum ausgeführt werden, was auch mit einer solchen Anordnung nicht unmöglich ist.

Durch die Hochspannungsentladung kann die zwischen den Platten bestehende Potentialdifferenz geändert werden. Diese Änderungen konnten gemessen werden; aber zurzeit läßt sich eine vollständige Deutung der Herkunft der beobachteten Potentialschwankungen nicht geben. Dies muß eingehenderen Untersuchungen vorbehalten bleiben. Der Verfasser mußte von der weiteren Verfolgung der Versuche zunächst absehen, da er Deutschland verläßt.

Dresden, Physik. Inst. d. Techn. Hochschule, im April 1913.

Berichtigung zu der Arbeit:
Untersuchungen an physikalisch-objektiven
Kombinationstönen¹⁾;
von E. Waetzmann und G. Mücke.

Auf S. 61 der unter obigem Titel erschienenen Arbeit stehen die Sätze: „Fig. 2 ist die Resultierende zweier Primärtöne von den Schwingungszahlen $p = 2101$ und $q = 1910$. Sie enthält neben den Primärtönen auch den Differenzton $p - q = 191$ “.

Jedoch haben wir aus unserem Kurvenmaterial in Fig. 2 wesentlich eine Kurve abgebildet, welche aus anderen Primärtönen entstanden ist ($p =$ etwa 2208 und $q =$ etwa 2116, also $p - q = 92$). An ihre Stelle hat in unserer Arbeit die obenstehende Kurve zu treten.

Breslau, Physik. Institut, 7. April 1913.

¹⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 59, 1913.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

15. Mai 1913.

Nr. 9.

Sitzung vom 9. Mai 1913.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Rechnungsführer, Hr. E. Jahnke, erstattet über Einnahme und Ausgabe der Gesellschaft im Jahre 1912 Bericht und legt die weiter unten abgedruckte Vermögens-Bilanz sowie die Übersicht des Gewinn- und Verlust-Kontos der Gesellschaft vor.

Ein Antrag des Revisors, Herrn O. KRIGAR-MENZEL, die Entlastung zu erteilen, wird angenommen.

Der vom Rechnungsführer vorgelegte Voranschlag für Einnahmen und Ausgaben im neuen Geschäftsjahre wird ohne Widerspruch genehmigt.

Aus den nun folgenden Wahlen geht der Vorstand und Beirat wie folgt hervor:

Hr. H. RUBENS, Vorsitzender.

Hr. F. KURLBAUM,

Hr. M. PLANCK,

Hr. E. WARBURG,

Hr. W. NERNST,

Hr. H. DU BOIS,

Hr. A. KOEPEL,

} Beisitzer.

Hr. H. BOAS, }
 Hr. E. GOLDSTEIN, } Beisitzer.
 Hr. F. HABER, }
 Hr. E. JAHNKE, Rechnungsführer.
 Hr. H. DU BOIS, stellvertretender Rechnungsführer.
 Hr. R. POHL, Schriftführer.
 Hr. J. FRANCK, stellvertretender Schriftführer.
 Hr. O. KRIGAR-MENZEL, }
 Hr. A. WEHNELT, } Revisoren.
 Hr. E. REGENER, Bibliothekar.
 Hr. F. KIEBITZ, stellvertretender Bibliothekar.
 Hr. R. ASSMANN, }
 Hr. K. SCHEEL, } Redakteure der „Fortschr. d. Physik“,

letzterer zugleich Redakteur der „Verhandlungen“ der Gesellschaft.

In den Wissenschaftlichen Ausschuß werden gewählt:

Hr. W. HALLWACHS,	Hr. O. LUMMER,
Hr. F. HASENÖHL,	Hr. STEFAN MEYER,
Hr. E. JAHNKE,	Hr. K. SCHEEL,
Hr. W. KÖNIG,	Hr. E. Ritter v. SCHWEIDLER,
Hr. E. LECHER,	Hr. A. SOMMERFELD.

Zum Vorsitzenden des Wissenschaftlichen Ausschusses wird nach § 17 (drittletzter Absatz) der Satzungen vom Beirat in Gemeinschaft mit dem Vorstande Hr. F. HIMSTEDT gewählt.

Die Sitzungstage der Gesellschaft werden für das Vorstandsjahr 1913/14 folgendermaßen festgesetzt:

Im Jahre 1913: Mai: Freitag, den 9. u. 23.

Juni: „ „ 13. u. 27.

Oktober: Freitag, den 24.

November: „ „ 7. u. 21.

Dezember: „ „ 5. u. 19.

Im Jahre 1914: Januar: Freitag, den 9. u. 23.

Februar: " " 6. u. 20.

März: " " 6. u. 20.

April: " " 24.

Mai: " " 8. u. 22.

Sodann spricht Hr. **H. Behnken** über die
Polarisation kurzer elektrischer Wellen.

Ferner berichtet Hr. **E. Waetzmann** über
die Art der Entstehungsweise von Kombinationstönen
im Mikrophon-Telephonkreis.

Zum Abdruck in den Verhandlungen der Gesellschaft sind
während der Ferien folgende Mitteilungen eingegangen von den
Herren:

H. J. van der Bijl: Zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeiten in dichten Medien (vgl. S. 210—218).

Albert Wigand und Emil Everling: Die Entstehung von Lichtsäulen bei der Reflexion (vgl. S. 237—239).

E. Gehrcke: Über die Koordinatensysteme der Mechanik (vgl. S. 260—266).

R. Reiger: Über Potentialstörungen durch Sonden in der leuchtenden positiven Säule (vgl. S. 271—285).

R. Reiger: Über Potentialstörungen durch Glühsonden in der leuchtenden positiven Säule.

R. Reiger: Über den Einfluß der räumlichen Ladung auf den Anodenfall.

R. Reiger: Über den Einfluß räumlicher Ladung auf Schichten und Schichtenbildung.

Kasimir Fajans: Die radioaktiven Umwandlungen und die Valenzfrage vom Standpunkt der Struktur der Atome (vgl. S. 240—259).

Paul Selényi: Zur Beeinflussung selektiver Absorptionsspektren (vgl. S. 290—291).

H. du Bois: Zur Erzeugung starker und gleichförmiger magnetischer Dauerfelder (vgl. S. 292—304).

Hans Schulz: Über Gelatine-FarbfILTER für Quecksilberlampen (vgl. S. 286—289).

H. J. van der Bijl: Zur Bestimmung der Erstenenergie lichtelektrisch ausgelöster Elektronen (vgl. S. 330—347).

H. du Bois: Die Entmagnetisierungsfaktoren elliptischer Zylinder (vgl. S. 305—306).

Curt Wachtel: Bemerkungen zum zweiten Wärmesatz.

J. Franck und G. Hertz: Über Zusammenstöße zwischen Gasmolekülen und langsamen Elektronen.

J. Franck und G. Hertz: Notiz über die Bildung von Doppelschichten.

E. Hupka: Über Erscheinungen, welche bei der Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen auftreten.

E. Goldstein: Über ein noch nicht beschriebenes, anscheinend dem Helium angehörendes Spektrum.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. FRIEDR. HAUSER, Erlangen, Glückstraße 3.

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. WIEDEMANN.)

Hr. Prof. Dr. C. W. OSEEN, Upsala, Universität.

(Vorgeschlagen durch Frl. E. v. BAHR.)

Hr. Dr. WILHELM ESCHER, Hanau a. M., Gartenstraße 14,

Hr. Dr. WILLI BIEBER, Wiesbaden, Oranienstraße,

Hr. Dr. WALTER KÜPPER, Marburg, Wettergasse 22, sowie

Das Physikalische Institut der Universität Marburg.

(Alle vier vorgeschlagen durch Hrn. F. RICHARZ.)

Bilanz der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Aktiva.		am 31. Dezember 1912.		Passiva.	
	ℳ	§		ℳ	§
Bibliothek-Konto	12 920	—	Kapital-Konto	118 040	95
Effekten-Konto ¹⁾	111 323	25	Mitglieder-Beitrags-Konto, vorausbezahlte Beiträge	60	—
Inventar-Konto	149	70	Stiftungsfest-Konto	163	75
Deutsche Bank, Guthaben	2 757	—	Kautions - Kreditoren - Konto (Forderung der Erbschaftsteuer aus dem Rießschen Legate)	3 924	—
Kassa-Konto	46	43	Gewinn- und Verlust-Konto:		
Versicherungen-Konto	62	80	Vortrag aus 1911	8 672,01	
Jahresbericht-Konto, Bd. 67/1911	619	27	Gewinn in 1912	1 891,74	75
" " 68/1912	450	—			
" " 69/1913	450	—			
Konto durchlaufender Rechnungen	50	—			
Kautions-Effekten-Konto; nom. 4500 ℳ 3proz. Deutsche Reichsanleihe, als Sicherheit für die Erbschaftsteuer aus dem Rießschen Legate hinterlegt. Kurswert	3 924	—			
	132 752	45		132 752	45

¹⁾ Hierin sind 86 764 ℳ enthalten, welche aus dem Rießschen Legate stammen. Die Zinsen hieraus stehen indessen einem Dritten bis zu dessen Tode zu.

Berlin, den 6. Mai 1913.

(gez.) Prof. Dr. E. Jahnke, Rechnungsführer.

Geprüft und richtig befunden:

(gez.) Prof. Dr. O. Krigar-Mensel, Revisor.

Gewinn- und Verlust-Rechnung

am 31. Dezember 1912.

Soll.

Haben.

	N	§		N	§
Bureaubeamte	800	—	Gewinn-Vortrag aus 1911	8 672	01
Bote, Diener, Heizer, Portier	1 069	20	Beiträge Berliner Mitglieder 1. Sem. 1912 .	2 660	—
Bücher und Zeitschriften	513	18	" 2. " 1912 .	2 590	—
Buchbinder	450	55	" auswärtiger Mitglieder	2 820	—
Bibliothek u. 10 Proz. Abschreibung a. Inventar	81	65	Zinsen der Wertpapiere	832	25
Verhandlungen	1 322	84	" des Bankguthabens	71	85
Fortschritte d. Physik, Bd. 66/1910, Verlag . .	169	67			
" Bd. 66/1910, Redaktion	450	—			
Laufende Ausgaben der Redakteure	328	32			
Versicherungen-Konto	16	—			
Bureaubedürfnisse u. Drucksachen	278	15			
Porti	1 030	80			
Museumsbeitrag	30	—			
Rücklage zum Stiftungsfest	30	—			
Beteiligung a. d. Naturforscherversammlung	300	—			
Extraordinaria	217	—			
Gewinn	10 563	75			
	17 646	11		17 646	11

Vorstehende Gewinn- und Verlust-Rechnung ist von der Gesellschaft genehmigt worden.
Berlin, den 9. Mai 1913. (gez.) Rubens.

**Über Potentialstörungen
durch Glühsonden in der leuchtenden positiven Säule;
von R. Reiger.**

(Eingegangen am 27. März 1913.)

In einer früheren Arbeit habe ich die Potentialstörungen durch Sonden oder Fremdkörper in der leuchtenden positiven Säule behandelt¹⁾. Die Untersuchung der Störungen durch Glühsonden hat zunächst ein gewisses praktisches Interesse. E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT²⁾ haben für die Untersuchung disruptiver Entladungen Glühsonden vorgeschlagen. Bei Röhren von veränderlichem Querschnitt habe ich allerdings gefunden, daß gerade bei diskontinuierlichen Entladungen die Zahl der Entladungen durch das Glühen von Sonden verändert wird³⁾. Bei der vielfachen Verwendung von Glühelektroden ist es aber immerhin von Interesse, über die Größe der Störung Aufschluß zu gewinnen, die eine Glühsonde bei der kontinuierlichen Entladung hervorruft.

Die Untersuchung hat aber außerdem auch theoretisches Interesse. Ich habe früher das Verhalten eines Fremdkörpers im stationären elektrischen Felde mit parallelen Stromlinien mit dem Verhalten eines diamagnetischen Körpers im homogenen magnetischen Felde verglichen. Dieses Verhalten der Sonde ist dadurch bedingt, daß nur ein kleiner Teil des Stromes durch die Sonde geht infolge des Kathoden- und Anodenfalles an der Ein- und Austrittsstelle des Stromes und der damit im Zusammenhang stehenden Abbiegung der Stromlinien.

Da es durch Änderung des Glühzustandes von Drähten, die mit einer Schicht von CaO bedeckt sind, gelingt, jeden beliebigen Kathodenfall zu erzielen⁴⁾, so muß es gelingen, durch Glühen die Potentialerhöhung auf der der Anode zugewandten Seite (Anodenseite) zu entfernen. Es geht daher ein größerer Teil des Stromes durch den glühenden Draht. Der Anodenfall wächst und ver-

¹⁾ R. REIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 271—285, 1913.

²⁾ E. WIEDEMANN u. G. C. SCHMIDT, Wied. Ann. 66, 321, 1898.

³⁾ R. REIGER, Sitz.-Ber. d. phys.-med. Soz. Erlangen 37, 57, 1905.

⁴⁾ A. WEHNELT, Ann. d. Phys. (4) 14, 425, 1904.

hindert durch seine Größe, daß fast der gesamte Strom den Weg durch den Draht wählt. Von der Größe des Anodenfalles wird es abhängen, ob mit der Glühsonde ein Analogon zum paramagnetischen Körper im homogenen Felde erreicht wird.

Vom ionentheoretischen Standpunkte aus können wir die Sache auch so auffassen, daß die an der kalten Sonde auftretende positive Ladung an der Anodenseite der Sonde durch die Elektronenemission vermindert und dadurch das Potential herabgesetzt wird. Dagegen wird die negative Ladung auf der Kathodenseite der Sonde vermehrt und damit auch das Potential auf dieser Seite.

Die Erscheinungen werden noch dadurch kompliziert, daß durch das Glühen des Drahtes außer der Wirkung der Aussendung negativer Ionen auch Temperatureinflüsse sich geltend machen. Der beobachtete Effekt ist also eine Superposition dieser beiden Störungen.

Der Einfluß der Temperatur auf die Potentialverteilung in einem Entladungsrohr bei kontinuierlichem Strom wurde von G. C. SCHMIDT¹⁾ untersucht, der Einfluß der partiellen Erwärmung einzelner Teile der Entladung von J. STARK²⁾. Die lokale Erwärmung wurde durch einen Kohlenfaden hervorgebracht und die Potentialänderung durch zwei Sonden auf beiden Seiten des Heizkörpers bestimmt oder aus der Änderung der Stromstärke auf diese geschlossen.

Potentialänderungen durch Glühen der Sonde. Die Glühsonde liegt zwischen zwei Sonden S_1 und S_2 (S_1 auf der Anodenseite, Abstand von $S_1 S_2$ etwa 1,6 cm) und ist mit diesen zusammen durch einen seitlichen Schliff in die Entladungsröhre eingeführt. Die Akkumulatoren des Heizstromes sowie der ganze übrige Stromkreis (Widerstände, Amperemeter usw.) sind auf Paraffin isoliert aufgestellt. Um die reinen Temperaturänderungen und die Änderung durch Ionenemission zu trennen, wurde zunächst ein reiner Platindraht (Pt-Sonde) in das Entladungsrohr gebracht und die Änderungen des Potentials zwischen Sonden und glühendem Platindraht beobachtet. Da die Zahl der von einem glühenden Platindraht ausgesandten Ionen, solange man

¹⁾ G. C. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 1, 625, 1900.

²⁾ J. STARK, ebenda (4) 3, 221, 1900.

nicht zur Weißglut übergeht, klein ist, so kann man annehmen, daß in diesem Fall der Einfluß der reinen Temperaturänderung zur Beobachtung gelangt. Dann wurde der seitliche Schliff mit der Pt-Sonde und den Sonden $S_1 S_2$ herausgenommen, die Pt-Sonde mit einer Schicht von CaO bedeckt (CaO-Sonde) und die Versuche wiederholt.

Tabelle 1.

$p = 1,46 \text{ mm Hg, } J = 3,0 \text{ Milliamp.}$

i	Pt - Sonde		Ca O - Sonde	
	V_1	V_2	V_1	V_2
0	26,6	25,2	27,5	23,4
0,75	26,4	24,5	26,5	22,7
1,25	17,7	15,0	25,2	20,5
1,75	16,4	13,4	20,1	14,6
2,25	16,7	13,5	12,2	16,2
2,50	—	—	9,3	17,4

Tabelle 2.

$p = 0,80 \text{ mm Hg, } J = 3,0 \text{ Milliamp.}$

i	Pt - Sonde		Ca O - Sonde	
	V_1	V_2	V_1	V_2
0	18,0	18,0	19,1	15,6
0,75	17,8	16,2	19,0	15,3
1,25	13,8	11,4	17,2	14,4
1,75	12,9	11,5	11,7	14,1
2,25	12,6	12,0	4,1	18,5
2,50	—	—	2,8	19,3

Tabelle 3.

$p = 0,40 \text{ mm Hg, } J = 3,0 \text{ Milliamp.}$

i	Pt - Sonde		Ca O - Sonde	
	V_1	V_2	V_1	V_2
0	11,6	9,6	13,0	9,0
0,75	11,4	9,4	12,8	8,8
1,25	10,3	8,4	12,2	9,2
1,75	10,3	7,8	6,8	12,3
2,25	9,7	8,3	1,4	13,4
2,50	—	—	0,7	15,2

In Tabelle 1 bis 3 sind Versuche mitgeteilt, bei denen das Bedecken der Glühsonde mit CaO ohne wesentliche Deformation gelang. Die Temperatur der Sonde wurde nicht bestimmt. Als relatives Maß der Temperatur ist in den Tabellen unter i die Heizstromstärke in Ampere gegeben. $V_1(V_2)$ gibt die Potentialdifferenz zwischen der Glühsonde und der Sonde $S_1(S_2)$. Die Werte V_1 waren je nach der Richtung des Heizstromes in der Sonde etwas verschieden. Es wurde daher dieser stets kommutiert. In der Tabelle sind nur die Mittelwerte mitgeteilt.

Nach dem Ausschalten des Heizstromes zeigte sich für $i = 0$ ein weit niedriger Wert als vor dem Glühen. In einzelnen Fällen wurde der ursprüngliche Wert schon nach kurzer Zeit, in anderen

Fig. 1.

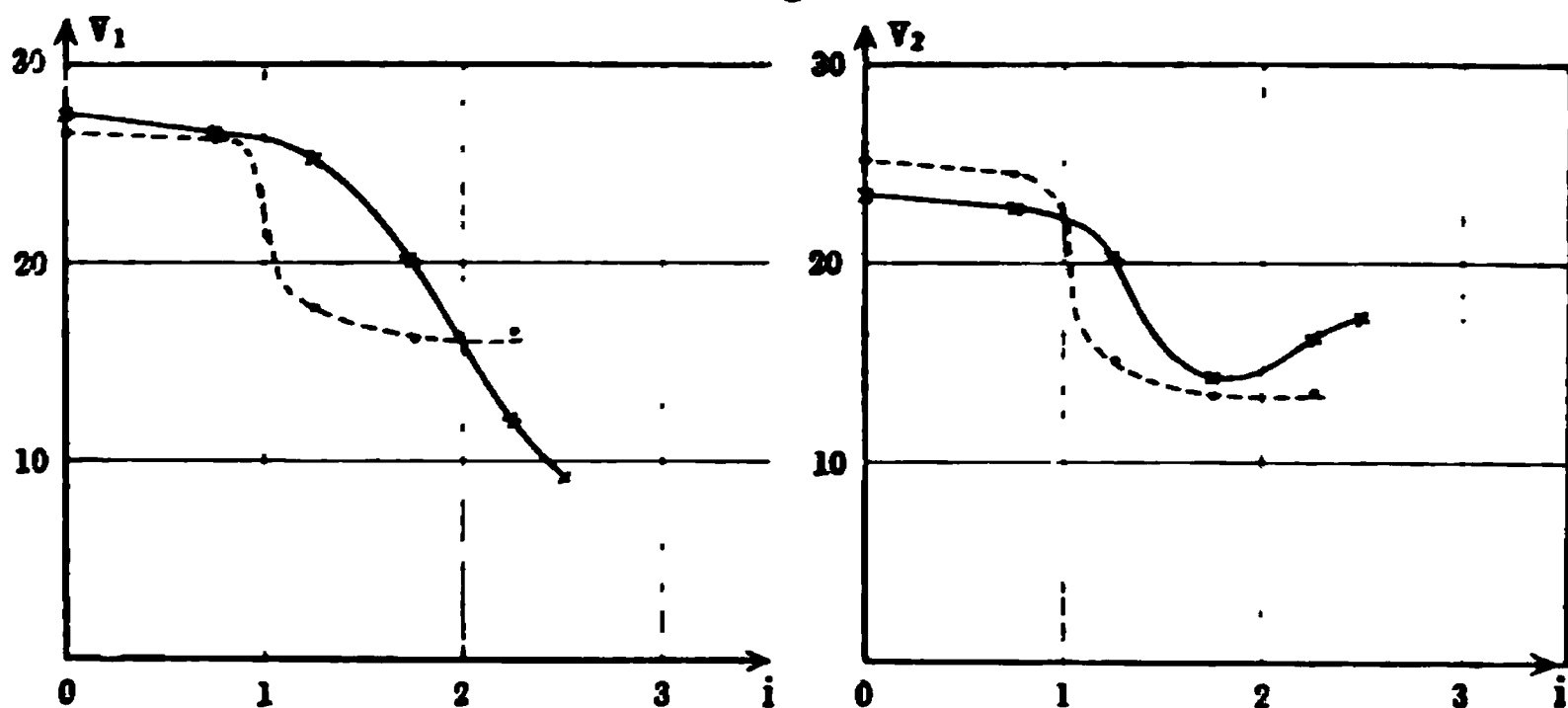


Fig. 2.

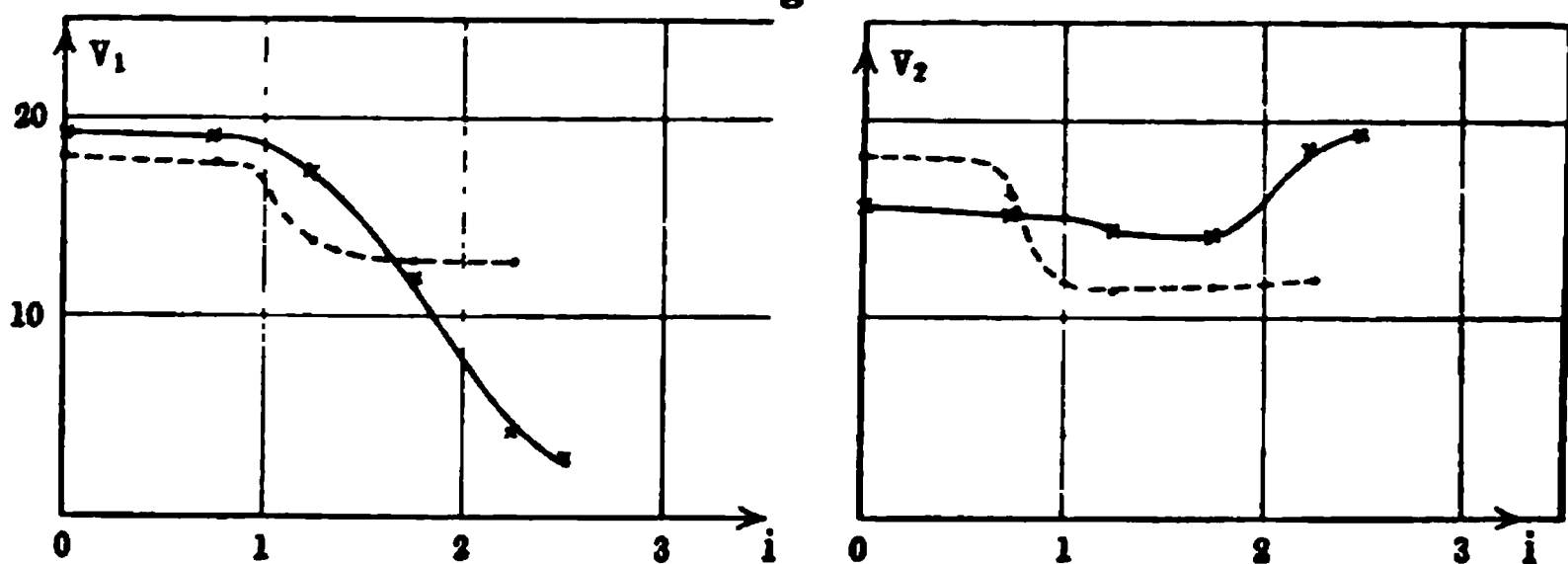
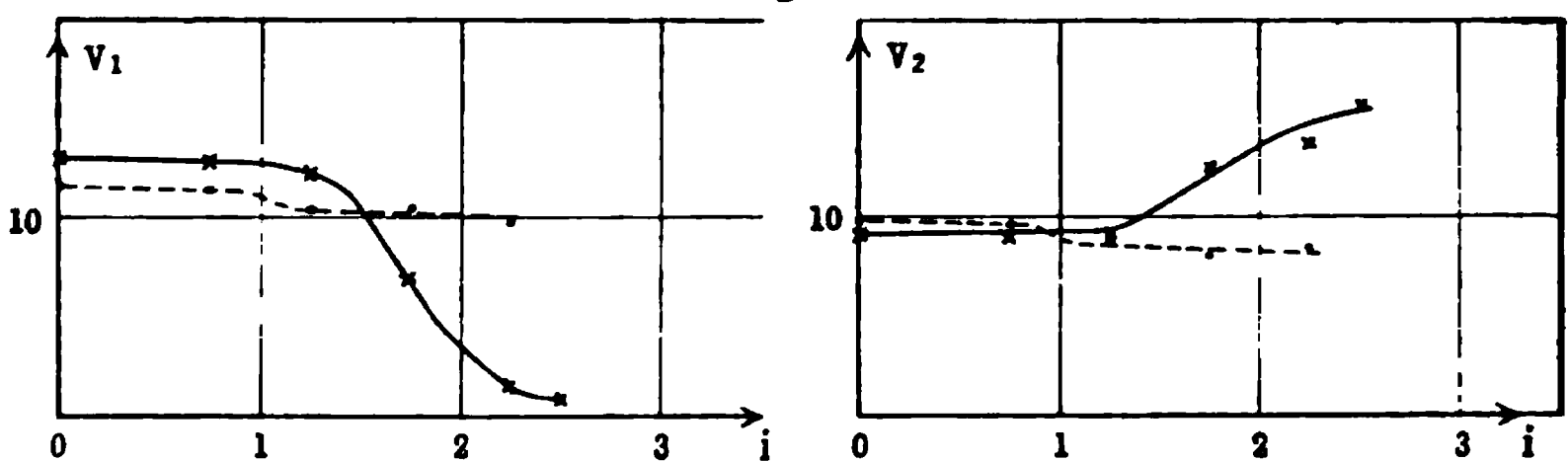


Fig. 3.



erst nach etwa einer Viertelstunde wieder erreicht. Erst nachdem dies der Fall war, wurde eine neue Beobachtungsreihe angestellt.

Eine graphische Darstellung gibt Fig. 1 bis 3. Die Heizstromstärken sind als Abszissen, die Potentialdifferenzen als

Ordinaten aufgetragen. Die gestrichelten Kurven beziehen sich auf die Pt-Sonde, die ausgezogenen auf die CaO-Sonde.

Bei den Versuchen mit dem reinen Platindraht ist der charakteristische Verlauf von V_1 und V_2 derselbe. Daraus können wir schließen, daß der Effekt im wesentlichen durch die Temperatur bedingt ist. Der plötzlichen starken Änderung der Potentialdifferenz entspricht eine Änderung der Entladungsform (Auftreten von geschichteter Entladung oder einer dunklen Entladung auf längerer Strecke um die Glühsonde). Natürlich trat mit der Potentialerniedrigung eine plötzliche Steigerung der Stromstärke auf. Diese wurde jedoch vor der Messung wieder auf ihren alten Wert gebracht. Auf die Änderungen soll im einzelnen nicht weiter eingegangen werden. Es sei nur noch erwähnt, daß die Veränderungen beim Ausschalten des Stromes nicht plötzlich, sondern erst im Verlauf längerer Zeit verschwanden. Nur bei $p = 0,80$ mm Hg (Übergangsstadium zur Schichtung) war eine bleibende Änderung in beiden Fällen in der Weise vorhanden, daß nach Beendigung des Versuches nach dem FARADAYSchen Raum und den Sonden (außer den typischen Sondenstörungen) nicht nur je eine, sondern zwei, eventuell auch mehrere Schichten angedeutet waren, eine Erscheinung, die häufig auch ohne Glühsonde bei längerem Stromdurchgang (infolge Änderung des Gasinhaltes) auftritt. Bei $p = 0,40$ mm Hg war in der ganzen positiven Säule die Schichtung scharf ausgeprägt.

Bei den Versuchen mit der CaO-Sonde ergibt sich zunächst bei kalter Sonde stets ein etwas höherer Wert von V auf der nach der Anode zu gelegenen Seite des Entladungsrohres und ein niedriger für die nach der Kathode zu gelegene Seite. Da der Platindraht mit einer starken Schicht von CaO umgeben war, so erklärt sich dies aus der vergrößerten Dicke des störenden Körpers, ohne daß man eine Deformation des Platindrahtes beim Bestreichen anzunehmen braucht.

Da CaO bei höheren Temperaturen ebenfalls den Strom leitet, so entsprechen denselben Heizstromstärken nicht mehr dieselben Temperaturen. Dies lassen die Kurven deutlich erkennen, bei denen der starke Temperatureinfluß erst bei größerer Heizstromstärke auftritt. Aus diesem Grunde konnte die Heizstromstärke bei den CaO-Sonden höher gewählt werden, ohne ein Durchbrennen befürchten zu müssen.

Die Kurven lassen deutlich die Superposition des Temperatureffektes und der Elektronenemission erkennen. Auf der Anodenseite der Glühsonde tritt außer dem Temperatureinfluß eine starke Erniedrigung des Potentials auf. Diese wächst mit sinkendem Druck, da die Elektronenemission mit dieser Druckänderung steigt. Auf der Kathodenseite macht sich die Potentialerhöhung durch Vergrößerung des Anodenfalles schon bei den höheren Drucken geltend. Bei den tieferen Drucken tritt sie viel deutlicher hervor. Dies ist schon dadurch bedingt, daß die Potentialerniedrigung durch die Temperatur bei den tiefen Drucken sehr viel geringer ist.

Vergleicht man die Werte der Potentialdifferenzen zwischen $S_1 S_2$ (also $V_1 + V_2$) für die Pt- und CaO-Sonde, so treten hier im allgemeinen nur kleine Unterschiede auf. Dies mag zunächst auffallend erscheinen, da man vermuten sollte, daß die CaO-Sonde durch die Elektronenemission als viel stärkerer Ionisator wirken und daher eine beträchtliche Erniedrigung des Potentialabfalles erzielen würde. Die Ionenemission der CaO-Sonde beeinflusst aber infolge ihres unipolaren Charakters die Potentialverteilung gegen die Anode und Kathode in ganz verschiedener Weise, wie sowohl aus den vorhergehenden Messungen als auch aus den theoretischen Betrachtungen folgt.

Beobachtungen mit einem weiteren Entladungsrohr (Durchmesser 4,5 cm) ergaben analoge Resultate, es soll daher auf eine Mitteilung hier verzichtet werden. Es möge nur noch erwähnt werden, daß bei der glühenden CaO-Sonde in diesem Falle auf der Anodenseite sogar negative Potentiale beobachtet wurden. Es wird von dieser Erscheinung im folgenden noch weiter die Rede sein.

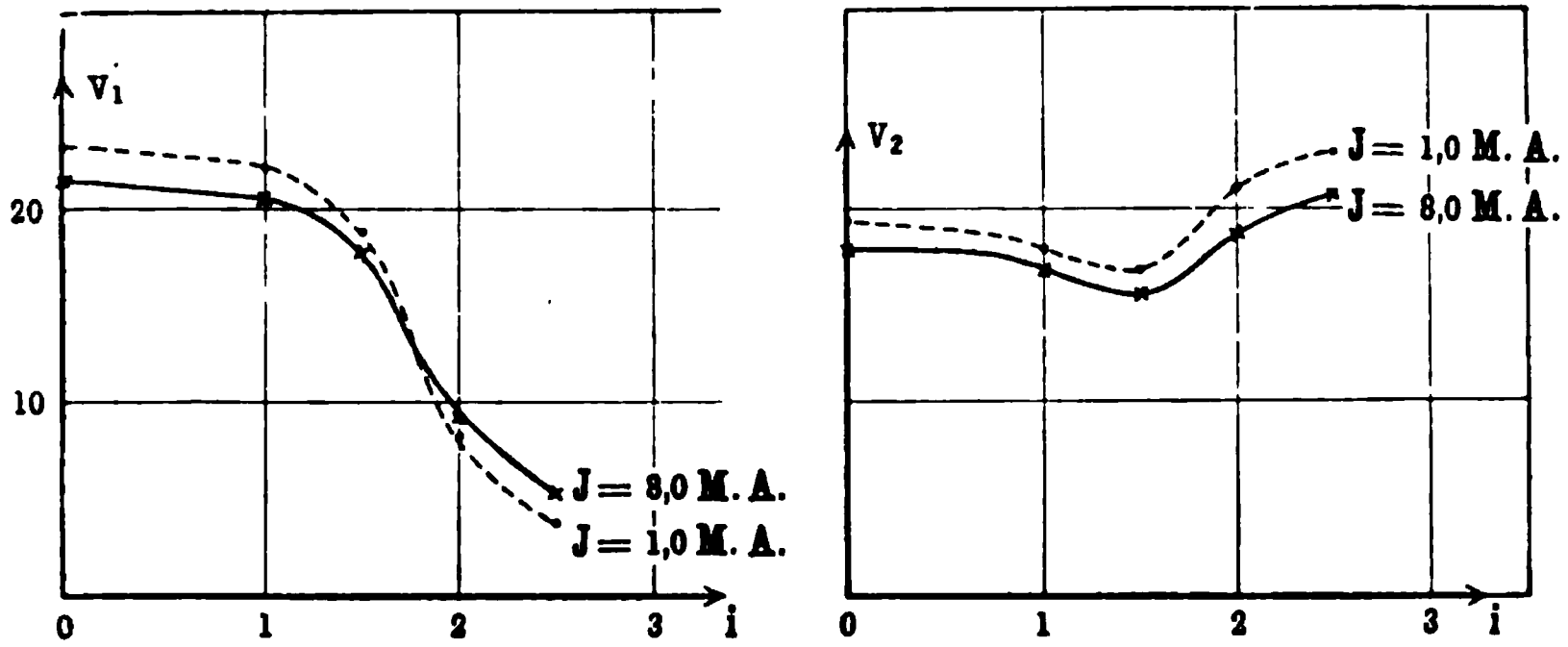
Abhängigkeit der Potentialänderungen von der Stromstärke im Gase. Der Strom, der durch eine CaO-Glühsonde geht, und damit die Potentialverteilung in dieser hängt außer von den Dimensionen und dem Glühzustand der Sonde auch von der Stromstärke der Entladung ab. In Tabelle 4 sind einige Beobachtungen gegeben, bei denen für verschiedene Stromstärken der Entladung J (in Milliampere) und für verschiedene Heizstromstärken i (in Ampere) die Potentialwerte V_1 und V_2 bestimmt wurden.

Tabelle 4.
 $p = 0,88 \text{ cm}, \quad d = 3,3 \text{ cm}.$

i	V_1				V_2			
	$J=1$	2	4	8	$J=1$	2	4	8
0	23,2	22,5	22,1	21,5	19,3	18,9	18,5	17,8
1,0	22,0	21,3	20,9	20,4	17,9	17,6	17,3	16,6
1,5	18,7	18,1	17,8	17,6	16,9	16,9	16,2	15,5
2,0	8,3	8,1	8,6	9,3	21,1	20,1	19,4	18,6
2,5	3,9	4,7	4,8	5,2	22,8	21,9	21,2	20,5
0	23,2	22,5	22,0	21,5	19,3	18,8	18,3	17,5

Man sieht schon aus den mitgeteilten Zahlenwerten, daß die Änderungen klein sind. Deutlicher tritt dies noch in den Kurven in Fig.4 hervor. Es ist wieder die Heizstromstärke als Abszisse,

Fig. 4.



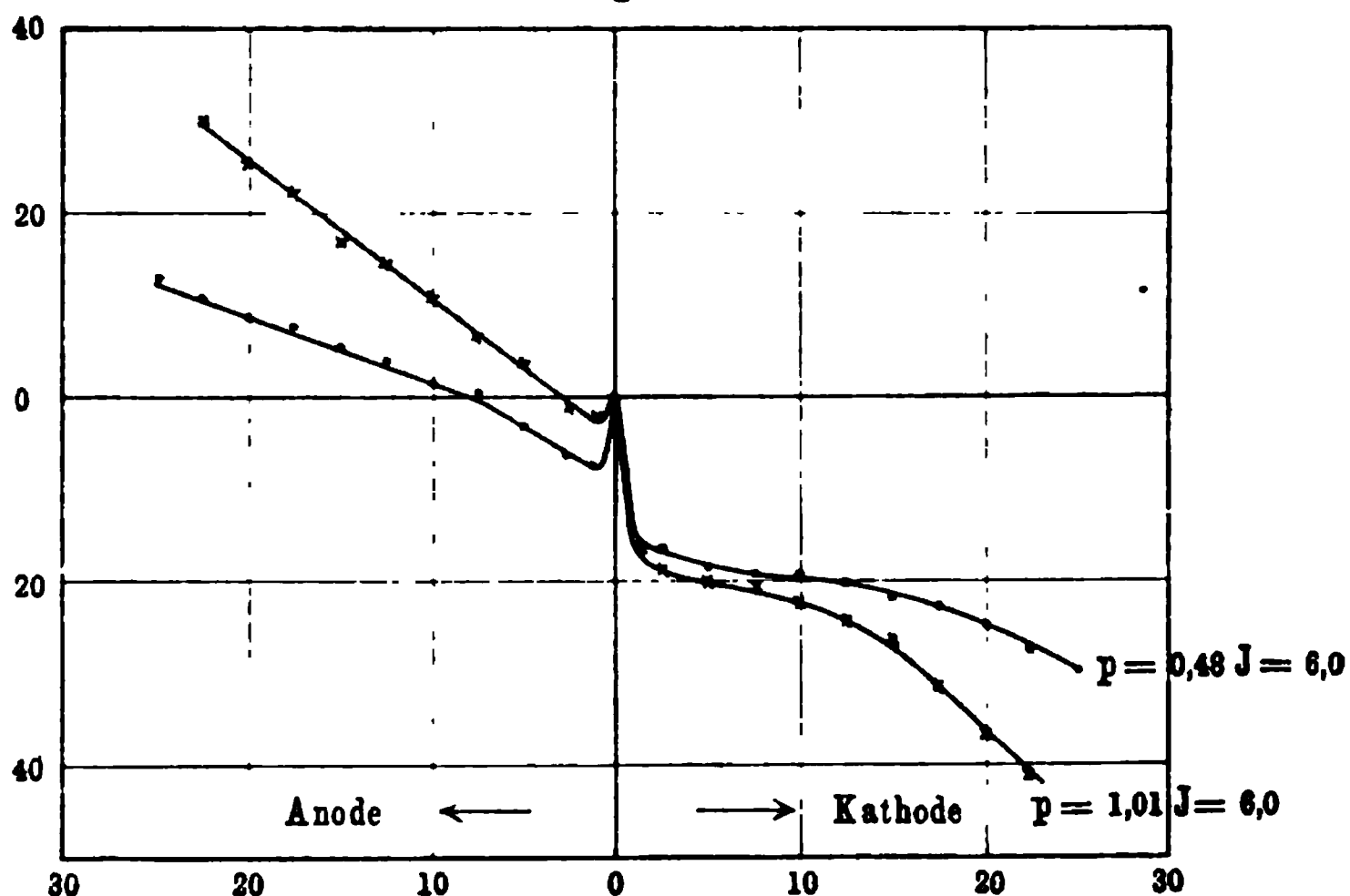
das Potential als Ordinate aufgetragen. Gezeichnet sind nur die Kurven für $J = 1$ (---) und $J = 8$ (—) Milliamp. Auf der Kathodenseite des Entladungsrohres liegt die Kurve für $J = 8$ Milliamp. ganz unterhalb der für $J = 1$ Milliamp., auf der Anodenseite gilt dies für die höheren Temperaturen nicht mehr. Die vorliegenden Messungen gestatten noch nicht zu entscheiden, ob der Anodenfall bzw. Kathodenfall allein für diese Erscheinung maßgebend ist oder ob auch der Gradient in der Nähe der Sonde eine Rolle spielt.

Das wichtigste Resultat ist die geringe Größe dieser Änderungen. Wir können daraus schließen, daß die Potentialverteilung und damit die Dichte der räumlichen Ladungen,

nicht wesentlich geändert werden. Dies steht im Einklang mit den sonstigen Erfahrungen über die positive Säule. Bei der geschichteten Entladung ändert sich die Potentialverteilung mit der Stromstärke in der einzelnen Schicht nur wenig.

Potentialverteilung in der Nähe der Glühsonde. Die Versuchsanordnung war dieselbe wie bei Bestimmung der Potentialverteilung in der Umgebung von kalten Sonden. Es sei daher auf die dortigen Mitteilungen verwiesen.

Fig. 5.



Die Versuchsergebnisse gibt Fig. 5, in der als Abszissen die Abstände von der Glühsonde in Millimeter, als Ordinaten die Potentialdifferenzen gegen die Glühsonde aufgetragen sind.

Man sieht, auf der Anodenseite ist der Kathodenfall verschwunden. In unmittelbarer Nähe der Glühsonde hat das Potential nach den Potentialmessungen sogar einen niedrigeren Wert als an der Glühsonde. Dies würde einer negativen Ladung an der Sonde gegen die Anode, also dem Verhalten des paramagnetischen Körpers (wenigstens für die Anodenseite) entsprechen. Inwieweit die hier bestimmte Potentialverteilung in unmittelbarer Nähe der Sonde mit der tatsächlich vorhandenen übereinstimmt, soll nicht näher untersucht werden. Es sei lediglich auf die Ausführungen über das Auftreten eines negativen Gradienten in der früheren Arbeit verwiesen.

Ist ein negativer Gradient tatsächlich vorhanden, so würde sich dieser durch eine Stauwirkung der ausgesandten negativen Elektrizitätsträger erklären. Die Ionen bewegen sich dann entgegen dem Felde, und dies ist offenbar nur möglich, wenn die Geschwindigkeit der Ionen hinreichend groß ist. Die Geschwindigkeit selbst nimmt bei der Bewegung nach Stellen höheren Potentials ab. Ein Analogon haben wir in der Hydrodynamik, wo sich die Flüssigkeit ebenfalls von Stellen niederen zu Stellen höheren Druckes bewegen kann.

Auf der Kathodenseite der Sonde tritt zunächst ein Anodenfall auf, der jetzt wesentlich größer ist als bei der kalten Sonde. Dies hat natürlich seinen Grund darin, daß der Zweigstrom durch die Sonde größer ist. Ferner ergibt sich der Gradient in der Umgebung der Sonde wesentlich kleiner als in weiterer Entfernung. Dies ist zum Teil auf den Einfluß der Temperatur zurückzuführen.

Aus den vorhergehenden Versuchen ergibt sich, daß Glühsonden mit einer CaO -Schicht für praktische Potentialmessungen wenig in Betracht kommen können, da sie beträchtliche Potentialstörungen in ihrer Umgebung hervorrufen.

Erlangen, Physikalisches Institut, Januar 1913.

***Bemerkungen zum zweiten Wärmesatz;
von Curt Wachtel.***

(Eingegangen am 24. April 1913.)

In der BROWNSchen Molekularbewegung einzelner Partikel der dispersen Phase einer kolloidalen Lösung haben wir z. B. einen der Beobachtung zugänglichen Vorgang, welcher unmittelbar veranschaulicht, daß für sehr kleine Substanzmengen, die aber unseren Sinnen mit Hilfe optischer Instrumente noch durchaus wahrnehmbar sind, der zweite Hauptsatz der Thermodynamik seine Geltung verliert. Wenn es aber richtig ist, daß der zweite Wärmesatz für eine relativ kleine Anzahl von Molekülen, die sämtlich mit großen Energiemengen behaftet sind, seine Bedeutung einbüßt, so ist es prinzipiell denkbar, daß er auch bei einer größeren Substanzmenge versagt, wenn in dieser nur eine relativ geringe Anzahl Moleküle entsprechend geringe Energie besitzt, das ist mit anderen Worten, daß der zweite Hauptsatz bei tiefen Temperaturen seine Gültigkeit verliert. Mit Hilfe der neueren thermodynamischen Theorien ist es nun möglich, die untere Gültigkeitsgrenze des zweiten Wärmesatzes zu ermitteln, wenn man nur gewisse Unklarheiten in der Begriffsbestimmung der sogenannten absoluten Temperatur vermeidet. Es läßt sich dann ferner zeigen, daß diese untere Grenze des zweiten Wärmesatzes auch durch das NERNSTSche Wärmetheorem bestimmt wird und daß durch eine einfache Modifikation der HELMHOLTZschen Fundamentalgleichung der Thermodynamik eine zusammenfassende gemeinsame Formulierung aller drei Hauptsätze erzielt wird.

Aus der GAY-LUSSACSchen Gasgleichung definiert die klassische mechanische Wärmetheorie den Begriff der absoluten Temperatur durch die Gleichung:

$$t + 273 = \frac{2E}{3R}, \quad 1)$$

wenn t die in Celsiusgraden vom Eispunkt an gezählte Temperatur des idealen Gasthermometers, E die kinetische Energie der Moleküle eines idealen Gases und R die Gaskonstante bedeutet.

Eine andere Definition der absoluten Temperatur ergibt sich aus dem zweiten Wärmesatz:

$$T = \frac{dE}{dS}, \quad 2)$$

wo S die Entropie bedeutet. Die klassische Thermodynamik verlangt dann weiter, daß die beiden Temperaturbegriffe identisch sind, daß also

$$t + 273 = T \quad 3)$$

ist. Wenn dies der Fall wäre, so müßte auch

$$\frac{dE}{dS} = \frac{2E}{3R}$$

sein. Die aus dieser Gleichung hervorgehende Beziehung

$$S = \frac{3}{2} R \log \text{nat } E + \text{const} \quad 4)$$

gilt aber nur als Näherungsgleichung für extrem hohe Temperaturen. Daraus ergibt sich also der Schluß, daß die Werte von $(t + 273)$ und T gegen tiefe Temperaturen divergieren. Dieses Ergebnis ist auffallend, da es mit Gleichung 3) in Widerspruch zu stehen scheint. Dieser erklärt sich jedoch daraus, daß der Ableitung der Gleichung 3) ein Vorgang an einem idealen Gas, und zwar die Erwärmung eines solchen, zugrunde liegt. Die Gleichung 3) gilt daher auch nur für vollkommene Gase.

Gelegentlich der Aufstellung einer Zustandsgleichung für Gase mit Hilfe der Quantentheorie ist kürzlich SACKUR¹⁾ zu dem gleichen Resultat gelangt. SACKUR bezeichnet $t + 273$ als „Gasdrucktemperatur“ und T als „thermodynamische Temperatur“.

Nun hat SACKUR für Gase und schon früher PLANCK²⁾ für Resonatoren gezeigt, daß beim Nullpunkt der absoluten Temperatur die Energie des betrachteten Systems nicht Null, sondern einen bestimmten Wert E_0 beträgt. PLANCK berechnet für die Nullpunktsenergie eines Systems idealer linearer Oszillatoren den Wert:

$$E_0 = N \frac{h\nu}{2}, \quad 5)$$

wo N , h und ν die Konstanten der PLANCKschen Strahlungsgleichung sind. Da nun im Nullpunkt der Gasdrucktemperatur

¹⁾ O. SACKUR, Jahresbericht d. Schlesischen Gesellschaft f. vaterländische Kultur 1913, S. 1.

²⁾ M. PLANCK, Theorie der Wärmestrahlung, 2. Aufl., 1913, S. 140.

die Energie Null betragen muß, so kann das vorstehende Resultat nur dann einen Sinn haben, wenn man es auf den Nullpunkt der thermodynamischen Temperatur bezieht. Tatsächlich liegt diese auch sowohl den Betrachtungen von PLANCK wie denen von SACKUR zugrunde. Die Gleichung 5) bezieht sich also nicht auf den bei -273°C liegenden Nullpunkt der Gasdrucktemperatur, sondern auf den Nullpunkt der thermodynamischen Skala. Aus Gleichung 1) und 5) ergibt sich dann die Beziehung

$$t + 273 = \frac{N h \nu}{3 R}; \text{ für } T = 0. \quad 6)$$

Durch diese Gleichung wird die Lage des thermodynamischen Nullpunktes in der Gasdrucktemperaturskala bestimmt. Die Gleichung zeigt ferner, daß der Nullpunkt der thermodynamischen Skala für verschiedene Stoffe an verschiedenen Stellen der Gasdrucktemperaturskala gelegen ist, da die spezielle Lage desselben von der individuellen Konstanten ν des betreffenden Stoffes abhängig ist. Zum Unterschied von dem „absoluten Nullpunkt“ bei -273°C soll daher der Nullpunkt der thermodynamischen Temperatur als „spezifischer Nullpunkt“ bezeichnet werden. Für die Zulässigkeit vorstehender Betrachtungen ist es natürlich belanglos, ob die Nullpunktsenergie $\frac{h \nu}{2}$ oder, wie EINSTEIN und STERN ¹⁾ neuerdings vermuten, $h \nu$ beträgt.

Da nach den Formeln, welche die Quantentheorie für den Verlauf der spezifischen Wärme liefert, diese im spezifischen Nullpunkt den Wert Null erreicht, so sind wir in der Lage, durch Messung der spezifischen Wärme bei tiefen Temperaturen den spezifischen Nullpunkt zu bestimmen. Die von NERNST und seinen Mitarbeitern ausgeführten, allgemein bekannten Messungen bestätigen durchaus das Resultat, indem sie ergeben, daß die spezifische Wärme verschiedener Stoffe an verschiedenen Punkten der allgemeinen Temperaturskala verschwindet. Somit dürfte auch vom experimentellen Standpunkte der Begriff des spezifischen Nullpunktes gerechtfertigt erscheinen.

Nun hat PLANCK ²⁾ ferner gezeigt, daß in einem System idealer linearer Oszillatoren ein thermodynamisches Gleichgewicht nicht

¹⁾ A. EINSTEIN und O. STERN, Ann. d. Phys. (4) 40, 551, 1913.

²⁾ M. PLANCK, l. c., S. 139.

mehr bestehen kann, wenn die mittlere Energie der Oszillatoren weniger als $\frac{h\nu}{2}$ beträgt. Die Gesamtenergie E muß also mindestens $N \frac{h\nu}{2}$ betragen. Da dieser Wert der Energie im spezifischen Nullpunkte zukommt, so ergibt sich, daß thermodynamisches Gleichgewicht nur oberhalb des spezifischen Nullpunktes bestehen kann, daß also mit anderen Worten der zweite Wärmesatz nur bis zum spezifischen Nullpunkt Gültigkeit besitzt. Indem also die Quantentheorie — im Gegensatz zur klassischen Thermodynamik — die Nichtidentität der beiden Temperaturskalen postuliert, beschränkt sie die Gültigkeit des zweiten Wärmesatzes auf den Bereich der thermodynamischen Skala.

In der üblichen Formulierung des zweiten Wärmesatzes

$$A - U = T \frac{dA}{dT}$$

bedeutet T die Gasdrucktemperatur. Um einer Verwechslung vorzubeugen, schreiben wir also

$$A - U = (t + 273) \frac{dA}{d(t + 273)}. \quad 7)$$

Unter Berücksichtigung der vorstehenden Betrachtungen bedarf Gleichung 7) einer Modifikation in dem Sinne, daß man die Temperatur nicht von dem Werte $(t + 273) = 0$ an zu zählen beginnt, sondern nach Gleichung 6) erst von dem Werte

$$t + 273 = \frac{N h \nu}{3 R}$$

an, d. h. vom spezifischen Nullpunkt an. Setzt man diese Vereinbarung voraus, so enthält Gleichung 7) auch das NERNSTsche Wärmetheorem, indem sie für den spezifischen Nullpunkt die Form annimmt

$$A - U = T \frac{dA}{dT}. \quad 8)$$

Diese Gleichung gilt zunächst nur für den spezifischen Nullpunkt. Ob wir berechtigt sind, auch bei höheren Temperaturen die Gasdrucktemperatur durch die thermodynamische zu ersetzen, darüber entscheidet folgende Erwägung.

Da alle Methoden zur Messung der Temperatur darauf beruhen, daß zwischen zwei Körpern thermodynamisches Gleich-

gewicht hergestellt wird, so messen wir stets nur die thermodynamische Temperatur. Demnach sind, wie auch schon oben bemerkt worden ist, für die idealen Gase Gasdruck- und thermodynamische Temperatur identisch, so daß Gleichung 8) also auch für das Gebiet der vollkommenen Gase Gültigkeit besitzt. Da wir der Ableitung des zweiten Hauptsatzes einen an Gasen sich vollziehenden Kreisprozeß, etwa einen reversiblen Wärmetransport, zugrunde legen, so erhalten wir, wenn wir die gewonnene Gleichung zur Ermittlung der Temperatur benutzen, für außerhalb des Geltungsbereiches der GAY-LUSSACschen Zustandsgleichung liegende Gebiete in jedem Falle Extrapolationswerte, gleichgültig, welche Temperaturskala wir eingeführt haben. Während nun die Extrapolation der Gasdruckskala reine Rechnungsgrößen liefert, so kommt dagegen der thermodynamischen Temperatur eine unzweifelhafte physikalische Bedeutung zu, da diese für tiefe Temperaturen durch das NERNSTsche Wärmethorem unbedingt gefordert wird, abgesehen davon, daß bei Beobachtung kondensierter Systeme allein die thermodynamische Temperatur, wie schon bemerkt wurde, der Messung zugänglich ist. Demnach scheint also die Einführung der thermodynamischen Temperatur nicht nur für ideale Gase und den spezifischen Nullpunkt, sondern auch ganz allgemein gerechtfertigt, so daß wir der Gleichung 8) allgemeine Gültigkeit zuerkennen dürfen. Da die Gleichung offenbar auch das NERNSTsche Wärmethorem enthält, so ist sie eine Zusammenfassung aller drei Hauptsätze der Thermodynamik. Das NERNSTsche Wärmethorem postuliert also eine prinzipielle Einschränkung für den zweiten Wärmesatz, ähnlich wie dieser eine solche für den ersten Hauptsatz darstellt.

Schließlich sei noch bemerkt, daß in allen Gleichungen, die eine Erfahrungstatsache ausdrücken und die den Temperaturbegriff enthalten, dieser die thermodynamische Temperatur bedeuten muß. Es ist daher auch theoretisch begründet, wenn KR. MEYER-BJERRUM¹⁾ gefunden hat, daß die VAN DER WAALSSche Gleichung bessere Resultate liefert, wenn man zur Berechnung des Volumens, des Druckes und der Temperatur von einem für jeden Stoff verschiedenen Nullpunkt ausgeht.

¹⁾ KR. MEYER-BJERRUM, ZS. f. phys. Chem. 32, 1, 1900.

***Über Erscheinungen, welche bei der Reflexion
von Röntgenstrahlen an Kristallen auftreten;***

von E. Hupka.

(Eingegangen am 29. April 1913.)

Die Ausnahmestellung, welche unter den festen Körpern die Kristalle als Reflektoren für Röntgenstrahlen einnehmen, läßt unter anderem folgende drei Fragen als berechtigt erscheinen:
1. Ist die regelmäßige Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen

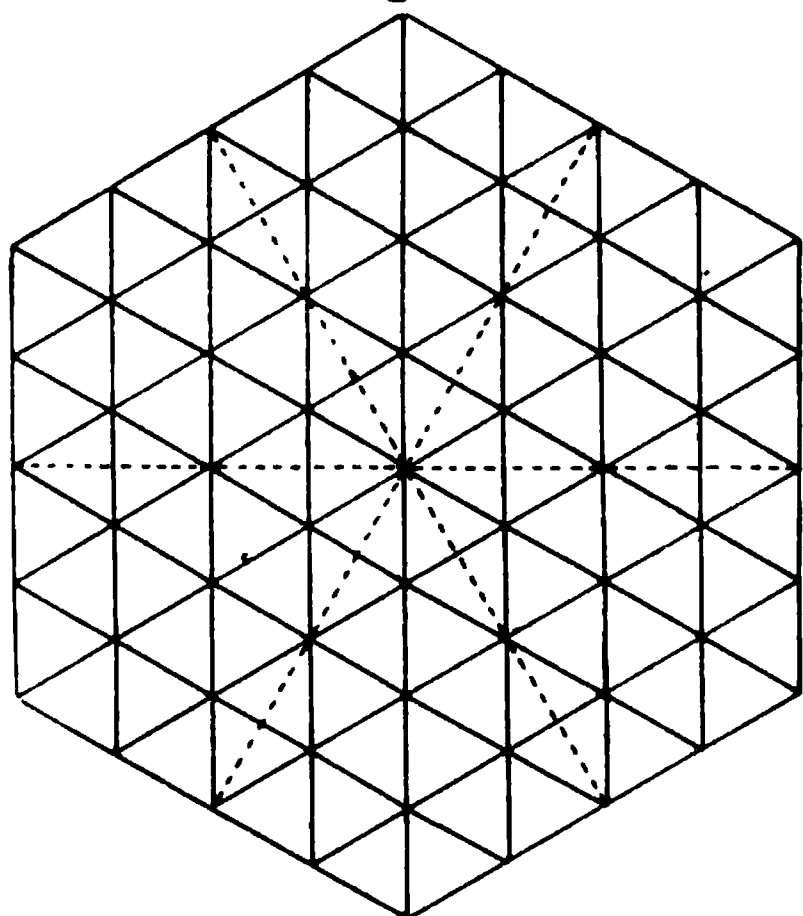
Fig. 1.

Fig. 2.

auf eine Wirkung der geometrischen Oberfläche oder auf eine Wirkung des regelmäßigen Molekülgefüges zurückzuführen? 2. Falls die zweite Annahme zutrifft, welchen Einfluß hat die Anordnung der Moleküle auf die Intensität der Reflexion? 3. Kann man die reflektierten Strahlen als Spektren nullter Ordnung auffassen?

Eine Beantwortung der ersten Frage ist in folgender Weise versucht worden: Ein schmales Bündel von Röntgenstrahlen wurde unter einem Inzidenzwinkel von etwa 80° gegen eine Quarzfläche gerichtet, die mit der optischen Achse (die optische Achse fiel praktisch in die Einfallsebene) einen sehr kleinen Winkel (2° bzw. $1'$) bildete. Die Oberfläche war mattiert, also für optisches Licht

Fig. 3.



diffus; a fortiori wird man dies für Röntgenstrahlen annehmen dürfen. Trotzdem ergab sich eine deutliche regelmäßige Reflexion, wie die Fig. 1 und 2 zeigen, die mit zwei verschiedenen Quarzstücken aufgenommen worden sind (ähnliche Resultate wurden mit einem aufgerauhten Glimmerspaltstück erhalten). Man wird darum sagen können, daß eine regelmäßige Reflexion unabhängig von der Beschaffenheit der geometrischen Oberfläche stattfindet.

In den Fig. 1 und 2 zeigt sich aber ferner, daß man nicht nur eine, sondern mehrere reflektierte Strahlen verschiedener Intensität erhält. Wir wollen versuchen, uns diese mehrfache Reflexion an Hand der Fig. 3 zu erklären, welche einen Schnitt senkrecht zur Haupt- (optischen) Achse eines hexagonalen Kristalls darstellen soll. Die Schnittpunkte der ausgezogenen Linien untereinander mögen die Lagen der Moleküle veranschaulichen. Wir können uns nun denken, daß die drei intensiveren reflektierten Strahlen von Molekülschichten zurückgeworfen werden, die parallel zu den ausgezogenen Geraden liegen, die schwächeren dagegen von Schichten, die parallel zu den punktierten Geraden verlaufen. Man sieht leicht, daß in den zuerst genannten Rich-

tungen die Moleküle dichter gelagert sind als in den punktierten Richtungen. Wenn man annimmt, daß der Vorgang sich in der geschilderten Weise abspielt, so wird man sagen können: die Reflexion ist, gleiche Inzidenzwinkel vorausgesetzt, um so inten-

Fig. 4.

Fig. 5.

siver, je dichter die Moleküle in den reflektierenden Schichten gelagert sind.

Weitaus am schwersten ist die dritte Frage zu beantworten. Man erkennt in Fig. 2 und ebenso in Fig. 4, welche eine Reflexion an Steinsalz zeigt, eine Reihe von länglichen Streifen, welche auf die Bilder der reflektierten Strahlen zuzulaufen scheinen. Die

Anordnung dieser Streifen ist ähnlich der, welche man bei sichtbarem Licht mit zwei gekreuzten Gittern erhält (Fig. 5). Obwohl nun nicht behauptet werden soll, daß hiermit der Nachweis erbracht sei, daß die Streifen in Fig. 2 und 4 auf eine Kreuzgitterwirkung zurückzuführen sind, so wird dennoch diese Vermutung nahegelegt. Ein Schluß auf die Größenordnung der Wellenlänge läßt sich leider wegen der Unschärfe der Photogramme nicht ziehen. Jedenfalls aber wird man, wenn die Vermutung, daß es sich hier um ein Kreuzgitterspektrum handelt, sich bestätigen sollte, die direkt reflektierten Strahlen als Spektren nullter Ordnung ansehen müssen. Einige Anzeichen in von mir erhaltenen Photogrammen sprechen dafür, daß auch beim Durchgang von Röntgenstrahlen durch Kristalle ähnliche Streifensysteme auftreten.

Charlottenburg, 12. April 1913. Phys.-Techn. Reichsanstalt.

**Über Zusammenstöße
zwischen Gasmolekülen und langsamen Elektronen;
von J. Franck und G. Hertz.**

(Eingegangen am 25. April 1913.)

Über die Erscheinungen beim Zusammenstoß von Gasmolekülen mit Elektronen unterhalb der Geschwindigkeit, bei der sie das Molekül zu zertrümmern vermögen, d. h. unterhalb der Ionisierungsspannung, liegen nur wenige experimentelle Daten vor, obgleich gerade hier die Erscheinungen weitgehendes theoretisches Interesse beanspruchen dürfen. Über die Fragen nach der metallischen Leitung und dem Gesetz der Gleichverteilung der Energie wird nur durch Untersuchung noch langsamerer Elektronen, als sie hier angewandt wurden, etwas auszusagen sein. Das Anwendungsgebiet der hier begonnenen Untersuchung von Strahlen zwischen 1 und 10 Volt liegt bei der Theorie der Feldentladung in Gasen, der TOWNSENDschen Stoßionisationstheorie, der Elektronenaffinität und der verschiedentlich diskutierten Anwendungsmöglichkeit der Quantentheorie auf diese Vorgänge.

In der vorliegenden Arbeit werden Versuche über die freie Weglänge der Elektronen und über ihre Reflexion an Gasmolekülen behandelt.

Von den über die freie Weglänge der Elektronen angestellten Arbeiten ist als wichtigste die von LENARD¹⁾ zu nennen und ihre Wiederholung und Erweiterung durch ROBINSON²⁾. Die Arbeiten behandeln die Absorption der Kathodenstrahlen bei ihrem Durchgang durch Gase. Die benutzte Anordnung war so gewählt, daß eine bekannte Anzahl Elektronen bestimmter Geschwindigkeit durch einen gaserfüllten feldfreien Raum hindurchgeschickt wurden und dann auf einen Auffänger trafen, der gestattete, ihre Zahl, nicht aber ihre Geschwindigkeit zu messen. Beide Autoren kommen zu dem Resultat, daß mit abnehmender

¹⁾ PH. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 12, 714, 1903.

²⁾ ROBINSON, ebenda (4) 31, 805, 1910; siehe dort auch weitere Literaturangaben; ferner ROBINSON, Phys. ZS. 11, 11, 1910.

Geschwindigkeit der Elektronen der absorbierende Querschnitt der Moleküle bis zu einem Grenzwert zunimmt, der sehr nahe gleich dem Gesamtquerschnitt der im Absorptionsraume befindlichen Moleküle ist und in den meisten Gasen bei einer Geschwindigkeit von 10 Volt erreicht ist. Will man aus diesen Resultaten mit LENARD den Schluß ziehen, daß die freie Weglänge der Elektronen bei großen Geschwindigkeiten groß ist und dann allmählich bis zu dem gaskinetisch berechenbaren Grenzwert abnimmt, so rechnet man als Zusammenstöße nur diejenigen, bei denen das Elektron absorbiert wird oder aber, was sich durch diese Versuche nicht entscheiden läßt, reflektiert wird. Gibt es aber außerdem Zusammenstöße, bei denen das Elektron, nur einen Teil seiner Energie verlierend, in beinahe unveränderter Richtung weiterfliegt, so würde man durch diese Methode zu große Werte für die freien Weglängen erhalten. Aus Messungen an schnellen Kathodenstrahlen¹⁾ bzw. β -Strahlen²⁾ weiß man, daß solche Zusammenstöße vorkommen, und LENARD selbst findet auch Andeutungen davon bei kleinen Geschwindigkeiten. Es ist daher zum mindesten bei schnellen Strahlen durchaus nötig, zwischen dem absorbierenden Querschnitt des Moleküls und dem, der für einen Energieaustausch in Frage kommt, zu unterscheiden, und man ist bei größeren Elektronengeschwindigkeiten nicht berechtigt, aus der Variation des absorbierenden Querschnitts mit der Geschwindigkeit auf eine entsprechende Änderung der freien Weglänge zu schließen. Wäre es also nach diesen Überlegungen nicht ausgeschlossen, daß die freien Weglängen der Elektronen möglicherweise kleiner als die gaskinetisch sich berechnenden sind, etwa durch die Wirkungen der Elektronenaffinität, wie der eine von uns früher einmal vermutet hatte³⁾, so kommen andere Autoren, z. B. PARTZSCH⁴⁾, aus Messungen über Stoßionisation gerade zu dem umgekehrten Resultat, nämlich, daß die freien Weglängen mehrmals größer seien als die aus der kinetischen Gastheorie sich ergebenden Werte.

¹⁾ G. LEITHÄUSER, Ann. d. Phys. (4) 15, 283, 1904; E. WARBURG, Berl. Ber. 1902, S. 267.

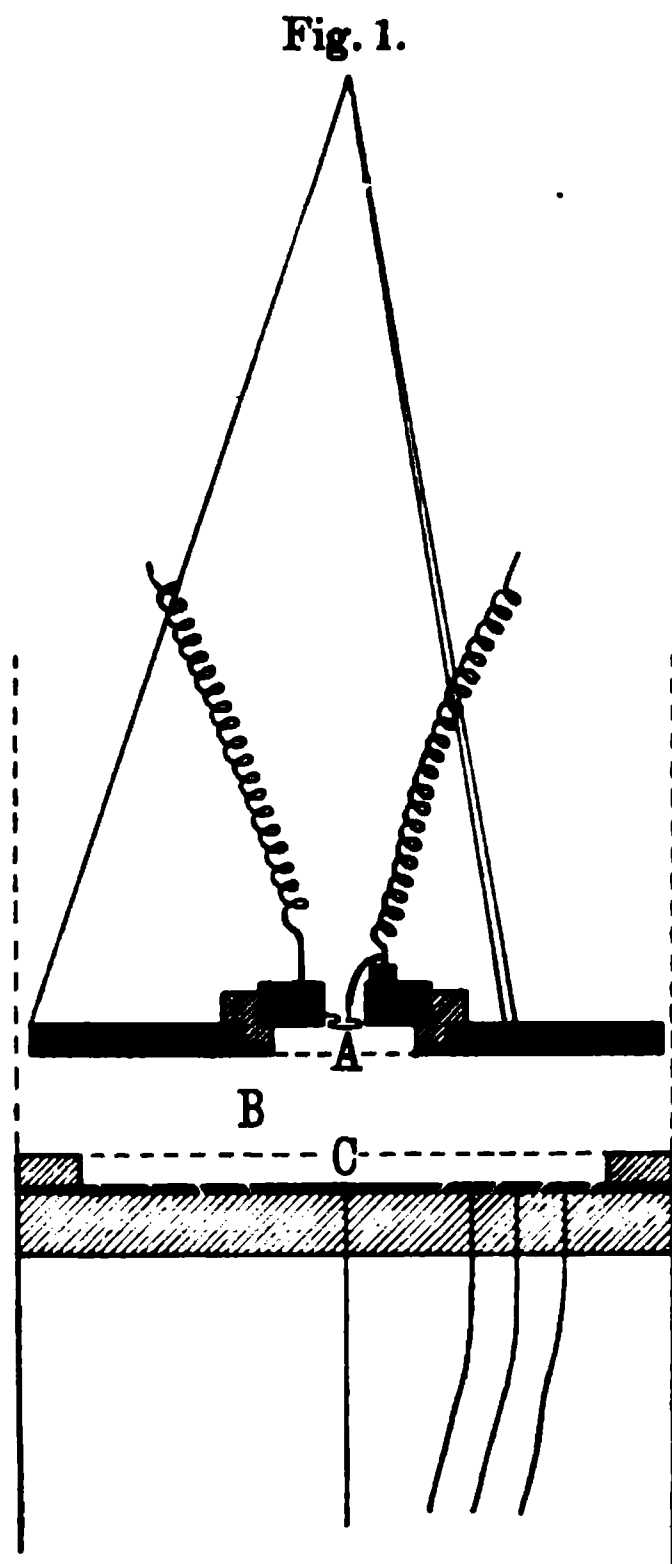
²⁾ O. v. BAEYER, Phys. ZS. 13, 485, 1912; weitere Literaturangaben siehe dort.

³⁾ J. FRANCK, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 613, 1910.

⁴⁾ PARTZSCH, ebenda 14, 60, 1912; Ann. d. Phys. (4) 40, 157, 1913.

Bei dieser Sachlage erschien es uns wünschenswert, LENARDS Versuche für die uns hier interessierenden langsamen Strahlen mit einer Anordnung zu wiederholen, die auch solche Zusammenstöße berücksichtigt, bei denen die Elektronen einen Energieverlust ohne wesentliche Richtungsänderung erleiden. Die von uns benutzte Anordnung glich im Prinzip der LENARDSchen und unterschied sich von ihr hauptsächlich dadurch, daß die Strahlen nach dem Passieren des Absorptionsraumes in ein sie verzögerndes Feld eintraten, in welchem alle Strahlen, die einen merklichen Teil ihrer Geschwindigkeit verloren hatten, zurückgebogen wurden. Im übrigen war die Anordnung bis auf veränderte Dimensionen und besondere Vorsichtsmaßregeln, die getroffen werden mußten, um alle Dämpfe und Kette zu vermeiden, dieselbe, wie wir sie zur Bestimmung der freien Weglänge von Gasen¹⁾ gebraucht hatten, so daß sich ein genaues Eingehen auf das Meßprinzip erübrigt. Das Schema der Anordnung geht aus der Figur hervor.

Im Kondensator *A* werden die von einem glühenden Platindraht kommenden Elektronen beschleunigt. *B* stellt den feldfreien Raum dar und *C* den Kondensator, in dem sie verzögert werden, ehe sie auf die mit dem Elektrometer verbundene Auffangeplatte fallen. Die Elektrometerplatte war in mehrere Ringe eingeteilt. Da zur Ausführung der Bestimmung der Abstand der beiden Kondensatoren voneinander veränderlich sein mußte, war der Kondensator *A* an Ketten aufgehängt, die durch Drehung eines Schliffes um einen Dorn gewickelt werden konnten. Um



¹⁾ J. FRANCK und G. HERTZ, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 596, 1912.

trotzdem Fettdämpfe zu vermeiden, war zwischen diesen Schliff und das zum Messen benutzte Rohr ein U-Rohr eingeschaltet, das in flüssige Luft tauchte. Durch dieses Rohr lief die Kette hindurch. Ein zweiter großer Schliff, der sich zum Zusammensetzen der Apparatur nicht vermeiden ließ, war mit Quecksilber gedichtet, die Zuleitungen waren eingeschmolzen. Für die Messung in Helium wurde dauernd ein Rohr mit Kokosnußkohle, das in flüssiger Luft gekühlt wurde, angeschaltet und dadurch der Druck vollkommen konstant gehalten, obgleich der Glühdraht dauernd etwas Gas abgab. Bei Messungen in Wasserstoff wurde der Wasserstoff durch ein Palladiumröhrchen aus der Bunsenflamme eingeleitet. Bei einigen in Sauerstoff ausgeführten Messungen wurde der Sauerstoff durch Erhitzen von Kaliumpermanganat im Vakuum gewonnen.

Die Messungen bestanden darin, daß für verschiedene Geschwindigkeiten der Elektronenstrahlen (zwischen 2 und 10 Volt) und für verschiedene Gasdrucke, wie in unserer oben zitierten Arbeit über die freie Weglänge der Gasionen, das Gesetz

$$n = n_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

verifiziert wurde. Hier bedeutet n_0 die Zahl der aus dem Kondensator A austretenden Elektronen, die das Feld frei durchlaufen haben, und n die Zahl derjenigen, die in der Entfernung x den zweiten Kondensator, ohne Zusammenstöße erlitten zu haben, erreichen, λ ist dann die mittlere freie Weglänge. Da Messungen im äußersten Vakuum mit verschiedenen Ringen der Elektrometerplatte ergaben, daß die Strahlen nicht parallel, sondern mit ziemlicher Streuung austraten, so ist es wohl verständlich, daß nur mit der großen Auffangeplatte sich das Gesetz bestätigen ließ, sie wurde darum auch zu den endgültigen Messungen stets verwandt. Andererseits aber können wegen der im zweiten Teil der Arbeit besprochenen stark diffusen Reflexion von langsamen Kathodenstrahlen an Gasmolekülen bei Benutzung der großen Auffangeplatte einige Elektronen mitgemessen werden, die Zusammenstöße erlitten haben, wodurch die gemessenen Werte der Weglänge etwas zu groß erscheinen können; jedoch wird dieser Fehler wohl kaum 20 Proz. erreichen. Ganz genaue Werte wird man nur mit vollkommen parallelen Strahlen erhalten können. Woran uns hauptsächlich lag, war, zu untersuchen, ob man verschiedene

Werte erhielt, je nachdem im zweiten Kondensator den Elektronen ein Feld von fast gleicher Größe wie das im ersten Kondensator sie beschleunigende entgegengeschaltet wurde oder nicht; denn hieraus läßt sich entnehmen, ob Zusammenstöße mit Energieverlust, jedoch ohne wesentliche Richtungsänderung vorkommen. Das Resultat mag z.B. aus folgenden zwei Tabellen für Helium hervorgehen.

Tabelle 1.

Helium $p = \frac{93}{1000}$ mm Hg	Beschleunigende Spannung Volt	Freie Weglänge in Zentimeter	
		Mit Gegenfeld, das 0,5 Volt kleiner war als das beschleunigende	Ohne Gegenfeld
—	2	1,76	1,78
—	4	1,76	1,68
—	7	1,65	1,83
—	10	1,62	1,90
Daraus Mittelwert des Atomradius $\sigma = 0,78 \cdot 10^{-8}$ cm			

Tabelle 2.

Helium $p = \frac{192}{1000}$ mm Hg	Beschleunigende Spannung Volt	Gegengeschaltete Spannung	Freie Weglänge cm
—	3	2,0	0,92
—	6	5,0	0,99
—	10	9,5	0,91
Daraus Mittelwert des Atomradius $\sigma = 0,73 \cdot 10^{-8}$ cm			

Der anscheinend zuverlässigste Wert, der sich aus Beobachtungen über innere Reibung in Helium für den Atomradius ergibt, ist

$\sigma = 0,9 \cdot 10^{-8}$ cm.

Für Wasserstoff ergab sich aus Messungen gleicher Art für Drucke zwischen $\frac{60}{1000}$ mm Hg und $\frac{200}{1000}$ mm Hg

$\sigma = 1,19 \cdot 10^{-8}$ cm.

Der entsprechende Wert aus der inneren Reibung ist

$\sigma = 1,09 \cdot 10^{-8}$ cm.

In Sauerstoff ist es uns wegen der weiter unten zu besprechenden elektrischen Doppelschichten, die in diesem Gase auftraten, nicht gelungen, einwandfreie Messungen zu machen, jedoch können wir in Übereinstimmung mit LENARD angeben, daß systematische Abweichungen des so bestimmten Molekülradius von dem gaskinetischen sich nicht ergaben.

Als wesentlich hat sich also herausgestellt, daß für die langsamen Strahlen mit und ohne Gegenfeld dieselben Resultate sich ergeben, also die LENARDSche Voraussetzung, daß Zusammenstöße mit geringem Energieverlust und ohne starke Richtungsänderung nicht oder nur sehr selten vorkommen, sich bestätigt. Vergleicht man weiter unsere Resultate, mit denen von LENARD und ROBINSON, so fällt auf, daß wir bei Helium bis zu 10 Volt auch ohne Gegenfeld eine konstante Zahl erhalten, während bei ROBINSON die Absorption bei 10 Volt schon wesentlich kleiner ist¹⁾. Ferner hat LENARD bei Wasserstoff für den absorbierenden, d. h. also für Zusammenstöße maßgebenden Querschnitt eine recht viel höhere Zahl erhalten als wir. Ob dies daran liegt, daß LENARD und auch ROBINSON bei nur wenigen Tausendstel Millimeter Druck mit anscheinend nicht sehr reinem Wasserstoff (Bombenwasserstoff) gearbeitet haben, oder etwa daran, daß bei unserer Anordnung eine große Auffangeplatte benutzt wurde, müssen erst spätere genaue Messungen mit parallelen Strahlen ergeben. Im allgemeinen jedenfalls bestätigt sich LENARDS Resultat vollkommen, daß der für die Absorption langsamer Elektronen (oder wie im zweiten Teil der Arbeit sich erweisen wird, eigentlich Reflexion) in Frage kommende Querschnitt der Moleküle gleich dem gaskinetischen Querschnitt derselben ist. Die freie Weglänge von Elektronen der untersuchten Geschwindigkeit ist also $4 \cdot \sqrt{2}$ mal der Weglänge der Moleküle des Gases, in welchem sie sich befinden. Bei ganz kleinen Geschwindigkeiten kann das natürlich, wie schon oben erwähnt, anders sein.

Hält man dieses Resultat mit einigen anderen Erfahrungen über Gasentladungen zusammen, so sieht man sich zu dem Schluß gedrängt, daß unmöglich die Elektronen in diesem Geschwindigkeitsintervall in allen Gasen beim Zusammenstoß absorbiert werden können, d. h. einen so unelastischen Zusammenstoß er-

¹⁾ ROBINSON, l. c.

leiden, daß sie alle Energie ans Gasmolekül abgeben und eventuell vom Molekül adsorbiert werden. Daß Absorption zum mindesten in Helium nicht vorliegen kann, folgt aus Messungen über Ionenbeweglichkeit des einen von uns¹⁾, die dartun, daß in Helium, Argon, Stickstoff die Elektronen überhaupt nicht adsorbiert werden, sondern selbst bei Atmosphärendruck und frei durchlaufenen Potentialen von etwa 10^{-6} Volt im Elektronenzustand verbleiben. Auch ein völlig unelastischer Stoß ohne Adsorption scheint unmöglich. Stellen wir z. B. das Verhalten von Sauerstoff und Helium einander gegenüber, so sehen wir, daß die Ionisierungsspannung in Sauerstoff 8 Volt²⁾ beträgt, in Helium dagegen 20,5 Volt²⁾, während die freie Weglänge der Elektronen in Helium nur ungefähr 2 mal größer ist als in Sauerstoff. Es müßte daher die Stoßionisation bei völlig unelastischen Zusammenstößen, wie sie auch in der TOWNSENDschen Theorie vorausgesetzt werden, in Helium schwerer eintreten als in Sauerstoff. Bekanntlich ist aber, und zwar in einem ganz extremen Verhältnis, das Gegenteil der Fall, und das war auch der Grund, der den einen von uns früher zu der Meinung veranlaßt hatte, daß die freien Weglängen im elektronegativen Sauerstoff durch die Elektronenaffinität wesentlich verkleinert würden. Da diese Annahme nicht stimmt, liegt es nahe, den Unterschied in der verschiedenen Elastizität der Zusammenstöße zwischen Elektronen und den betreffenden Gasmolekülen zu suchen, und deshalb zu untersuchen, ob Elektronen an Gasmolekülen reflektiert werden, und ob sie dabei einen Geschwindigkeitsverlust erleiden.

Diese letztere Frage scheint von besonderem Interesse, da nach SOMMERFELD ein Energieaustausch zwischen Elektronen und Molekülen nur in ganzen Quanten erfolgen soll, wobei das Energiequant gleich der Ionisierungsarbeit gesetzt wird. Ein weiterer Grund, der die Annahme der Reflexion der Elektronen an Gasmolekülen wahrscheinlich macht, ist die Tatsache, daß Reflexion solcher langsamer Elektronen an Metallplatten schon von v. BAeyer³⁾ und GEHRTS⁴⁾ nachgewiesen und eingehend studiert ist. Die

¹⁾ J. FRANCK, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 613, 1910; Jahrbuch der Radioaktivität 1912.

²⁾ J. FRANCK und G. HERTZ, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 34, 1913.

³⁾ v. BAeyer, ebenda 10, 96 u. 953, 1908; Phys. ZS. 10, 168, 1909.

⁴⁾ GEHRTS, Ann. d. Phys. (4) 36, 995, 1911.

Zur Untersuchung der reflektierten Elektronen diene der durch das Platindrahtnetz N_2 und die ringförmige Auffangplatte R gebildete Kondensator. R wurde mit dem Galvanometer und N_2 mit dem Schutzkäfig verbunden. Die Platte P wurde dann zur Seite gedreht und auf das Potential der Drahtnetze gebracht, so daß der Raum S vollkommen feldfrei war. Das Messingrohr M , das 2 mm über die Ebene der Drahtnetze hinausragte und mit ihnen leitend verbunden war, schloß den Raum, in dem sich der Glühdraht befand, seitwärts vollkommen gegen den Meßkondensator ab, so daß keine Ionen oder Elektronen durch seitliche Diffusion auf die Platte R gelangen konnten. Die Geschwindigkeitsverteilung der aus dem Raume S auf die Platte R gelangenden Elektronen wurde aufgenommen, indem mit dem Galvanometer die Zahl der in der Zeiteinheit ankommenden Elektronen als Funktion eines zwischen N_2 und R angelegten verzögernden Feldes bestimmt wurde.

Um die Reflexion der Elektronen an den Metallteilen so klein wie möglich zu machen, wurden diese sämtlich berußt [vgl. v. BAEYER ¹⁾ und GEHRTS]. Der Druck der vom drehbaren Schliff herrührenden Fettdämpfe wurde durch ein unmittelbar am Vakuumrohr angebrachtes, in flüssige Luft tauchendes U-Rohr möglichst klein gehalten. Ein großer Schliff, der zum Zusammensetzen des Apparates diene, war mit Quecksilber gedichtet. Die Zuleitungen waren in Glas eingeschmolzen, zur Isolation diene Bernstein.

Um die Art der Ausführung und Verwertung der Messungen darzustellen, sei eine an Helium von 0,083 mm Druck aufgenommene Meßreihe ausführlich wiedergegeben.

Tabelle 3.

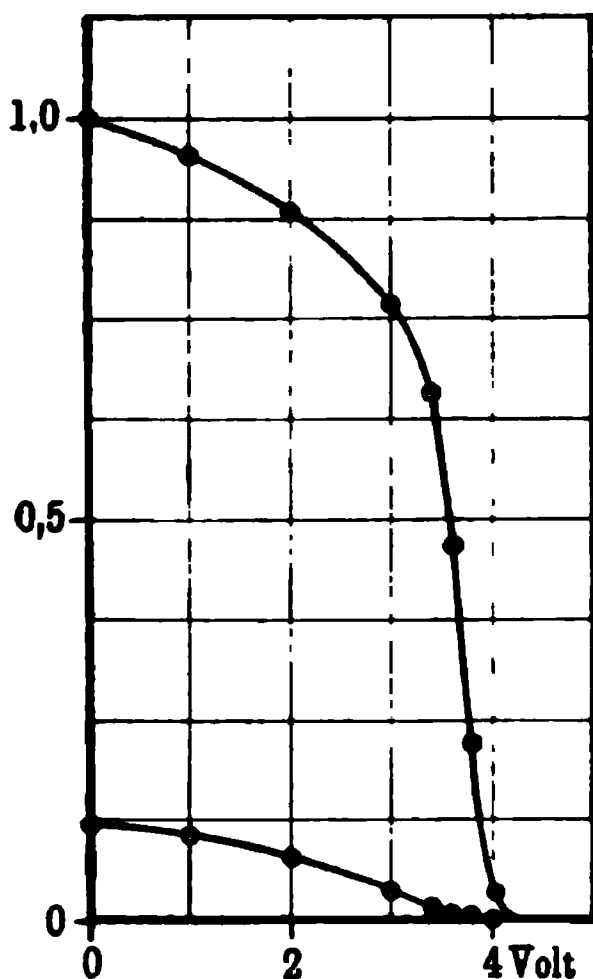
$V_{\text{(Volt)}}$	Galv. Ausschläge in mm		$V_{\text{(Volt)}}$	Galv. Ausschläge in mm	
	P	R		P	R
0	246	27,0	3,4	160,5	4,0
1	234	24,0	3,6	114,3	1,8
2	216	17,0	3,8	54,7	0,8
3	188	8,0	4,0	6,8	0,2

Tabelle 3 gibt die bei einer zwischen D und N_1 angelegten beschleunigenden Spannung von 4 Volt mit der Platte P und dem

¹⁾ v. BAEYER, l. c.

Ring R erhaltenen beiden Meßreihen wieder, welche die Galvanometerausschläge als Funktion der gegengeschalteten Spannung V darstellen. Es sei n bzw. n' die Zahl der bei der gegengeschalteten Spannung V auf P bzw. R in der Zeiteinheit auftreffenden Elektronen, n_0 , n'_0 die Werte von n und n' für $V = 0$. Ferner sei νdV bzw. $\nu' dV$ die Zahl der in der Zeiteinheit auf P bzw. R kommenden Elektronen, deren Energie pro Ladungseinheit zwischen V und $V + dV$ liegt. Die in der Fig. 3 dargestellte

Fig. 3.



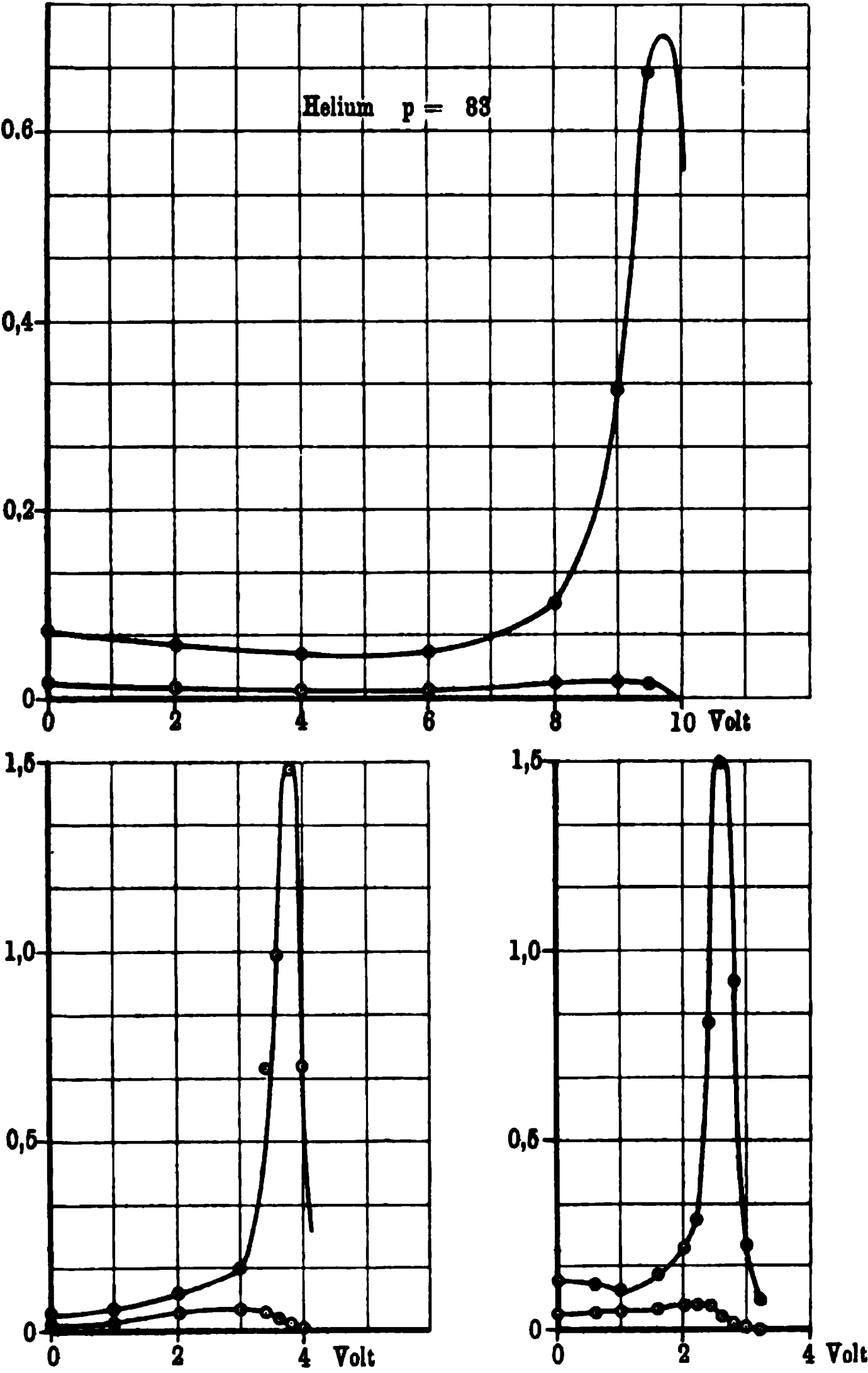
Kurve gibt die aus der Tabelle entnommenen Werte von $\frac{n}{n_0}$ und $\frac{n'}{n_0}$ als Funktion von V . Durch graphische Differentiation wird aus solchen Kurven die wahre Energieverteilungskurve erhalten, welche die Werte $\frac{\nu}{n_0}$ und $\frac{\nu'}{n_0}$ als Funktion von V darstellt.

Einige derartige Energieverteilungskurven der primären und der auf die Ringplatte gelangenden Elektronen sind in Fig. 4 angegeben, wie sie in Helium von $\frac{83}{1000}$ mm Druck bei einer primär beschleunigten Spannung von 10, 4 und 2,5 Volt gemessen worden

sind ¹⁾. Die Energieverteilungskurven der primären Elektronen zeigen ein scharfes Maximum bei der angelegten beschleunigenden Spannung. Hierdurch wird mit Sicherheit festgestellt, daß bei Messungen in Helium auf den berußten Metallteilen keine störenden elektrischen Polarisierungsschichten vorhanden waren, durch die eventuell eine Reflexion der Elektronen vorgetäuscht werden könnte. Daß die auf die Ringplatte gelangenden Elektronen tatsächlich an den Gasmolekülen und nicht etwa an den Wänden des Schutzkäfigs reflektiert werden, geht daraus hervor, daß erstens bei den angeführten Meßreihen die mittlere freie Weglänge der Elektronen etwa 12 mm betrug, während ein Elektron

¹⁾ Auch hier wurde bei den Messungen in Helium das vom Glühdraht abgegebene Gas durch in flüssige Luft tauchende Kokosnußkohle absorbiert, so daß der Druck dauernd konstant und das Helium sauber blieb.

Fig. 4.



selbst bei stark diffusem Charakter des primären Strahlenbündels mindestens 5 cm bis zur Wand des Käfigs zurückzulegen hätte. Zweitens aber wird es durch die Abhängigkeit der gemessenen Reflexion vom Gasdruck bewiesen. Tabelle 4 gibt das Verhältnis

Tabelle 4.

Druck in $\frac{\text{mm}}{1000}$ Hg	Gesamtreflexion für	
	2,5 Volt-Strahlen	10 Volt-Strahlen
1	0,05	0,037
20	0,107	0,085
83	0,125	0,124
176	0,143	0,141

der Zahl der gesamten reflektierten Elektronen aller Geschwindigkeiten zur Gesamtzahl der primären, also die Größe $\frac{n'_0}{n_0}$ (Gesamtreflexion) für 2,5 und 10 Volt-Strahlen. Die Werte bei den niedrigsten Drucken sind der Reflexion der Wände zuzuschreiben, da hier die mittlere freie Weglänge etwa 100 cm beträgt. Sie sind der Größenordnung und der Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit nach in Übereinstimmung mit dem, was GEHRTS¹⁾ über die Reflexion von Elektronen an beruhten Flächen gefunden hat. Auch beim Druck von 0,02 mm, wo die mittlere freie Weglänge etwa 5 cm, also von der Größenordnung der Apparatdimensionen ist, zeigt sich der Einfluß der Wände in dem Abnehmen der Reflexion mit wachsender Geschwindigkeit der Strahlen. Bei den höheren Drucken dagegen, wo die mittlere freie Weglänge nur ein Bruchteil der Apparatdimensionen ist, der Einfluß der Wände also nicht mehr in Frage kommt, ist die Gesamtreflexion vollständig von der Geschwindigkeit der Elektronen unabhängig. Um zu entscheiden, ob jeder Zusammenstoß eines Elektrons mit einem Heliumatom zur Reflexion führt, kann man sich den Wert der Gesamtreflexion berechnen, der in der benutzten Versuchsanordnung zu erwarten wäre, wenn die Elektronen elastisch an kugelförmigen Molekülen von den Dimensionen der Heliumatome reflektiert würden. Führt man

¹⁾ GEHRTS, l. c.

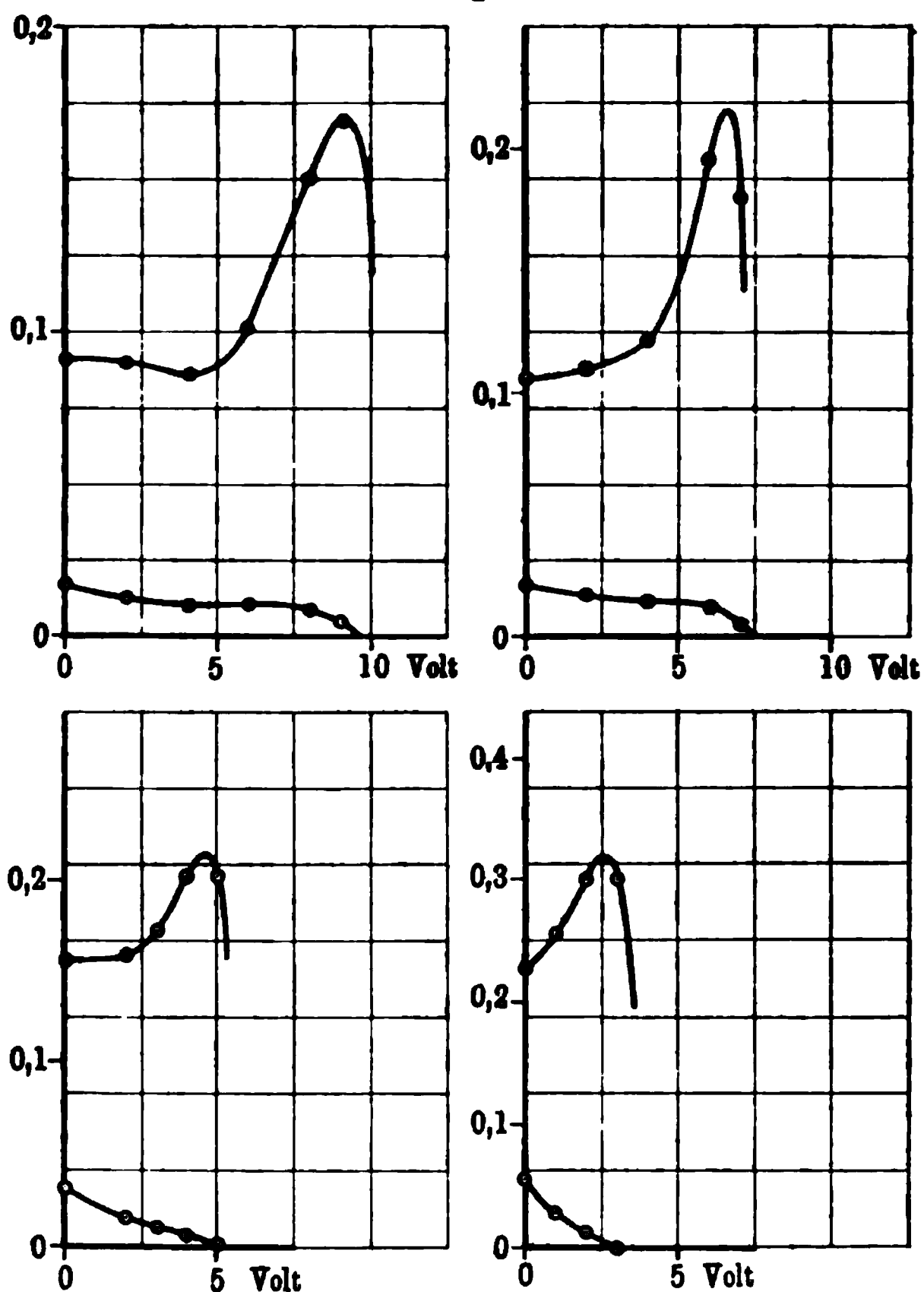
die Rechnung durch graphische Integration durch, so erhält man für Helium von 0,083 mm Druck den Wert von etwa 8 Proz. Hierbei ist mehrfache Reflexion nicht berücksichtigt; da der gemessene Wert noch um die Hälfte größer ist als der berechnete (der Grund dafür dürfte vor allem darin liegen, daß eine große Zahl der auf die Ringplatte gelangenden Elektronen mehrfache Reflexionen erlitten haben, was auch die Energieverteilungskurven wahrscheinlich machen), so ist der Schluß berechtigt, daß in Helium jeder Zusammenstoß zwischen einem Elektron und einem Molekül zur Reflexion führt. Hierfür spricht auch die Unabhängigkeit der Gesamtreflexion von der Geschwindigkeit, denn wenn nur ein bestimmter Bruchteil der Zusammenstöße zur Reflexion führte, so wäre die Größe dieses Bruchteils wohl kaum unabhängig von der Geschwindigkeit.

Von besonderem Interesse ist die Frage nach dem Energieverlust beim Zusammenstoß. Daß ein solcher vorhanden ist, erkennt man ohne weiteres aus den Energieverteilungskurven. Eine obere Grenze für den Energieverlust bei einem einzelnen Zusammenstoß ergibt sich aus dem mittleren Energieverlust pro Einheit der Ladung, welcher gleich der Differenz der Abszissen der Schwerpunkte der beiden Verteilungskurven ist. Als diese obere Grenze ergibt sich in allen in Helium gemessenen Kurven ein Wert, der nicht größer als ein Volt ist. Da indessen die Form der Energieverteilungskurven es sehr wahrscheinlich macht, daß eine große Anzahl von mehrfachen Reflexionen vorkommt, so dürfte der wahre Energieverlust nur einen Bruchteil eines Volts betragen, die Verschiebung des Maximums der Energieverteilungskurven, die man ebenfalls als Maß für den Energieverlust ansehen kann, beträgt im Mittel 0,3 Volt, ist aber wegen der geringen Schärfe der Maxima in den Reflexionskurven nicht sehr genau festzustellen.

In Wasserstoff wurden Messungen nach derselben Methode angestellt. Leider waren hier Polarisations-schichten nicht vollständig zu vermeiden. Die in Fig. 5 dargestellten Energieverteilungskurven sind in Wasserstoff von 0,14 mm Druck gemessen bei primär beschleunigenden Spannungen von 10, 8, 6, 4 Volt. Sie zeigen, daß hier das Energiemaximum stets um etwa 1,5 Volt gegen die angelegte Spannung verschoben ist. Polarisations-schichten im Betrage von 1,5 Volt können insbesondere bei 10 Volt

Primärgeschwindigkeit keine Reflexion vortäuschen. Dies geht mit noch größerer Deutlichkeit aus der Tatsache hervor, daß die Gesamtreflexion bei diesem Druck mit abnehmender Primärspannung eine Abnahme zeigt. Über die Größe der Reflexion und den damit verbundenen Energieverlust ist indessen nicht

Fig 5.



viel auszusagen. Durch Polarisationschichten auf der Platte *P*, die hier hauptsächlich in Frage kommen, muß die Reflexion zu groß, und zwar mit abnehmender Geschwindigkeit der Strahlen in steigendem Maße zu groß erscheinen, dagegen der Energieverlust zu klein ausfallen. Der Energieverlust ergibt sich aus den Wasserstoffkurven der 10 und 8 Volt-Strahlen zu 1,6 Volt.

Da dies wahrscheinlich noch zu klein ist, so ist er wohl sicher größer als in Helium, und ferner wird man auch aus der Abnahme der Gesamtreflexion mit abnehmender beschleunigender Spannung trotz der vorhandenen Polarisationschichten schließen dürfen, daß an Wasserstoff die langsameren Strahlen schlechter reflektiert werden.

In Sauerstoff, in dem Reflexionsmessungen wegen seiner starken Elektronenaffinität von besonderem Interesse wären, wurden leider die Messungen durch Polarisationschichten vollkommen unmöglich gemacht. Jedoch scheint aus der dieser Arbeit folgenden Notiz über Doppelschicht hervorzugehen, daß, wie wir es auch aus den oben angeführten Gründen erwarteten, der Zusammenstoß so unelastisch ist, daß die Elektronen sich ans Sauerstoffmolekül anlagern. Wir hoffen später jedoch, in Wasserstoff und Sauerstoff über saubere Messungen berichten zu können; hierzu scheint es erforderlich nach unseren Erfahrungen bei der Messung der Ionisierungsspannung, alle Metallteile aus Platin anzufertigen.

Wenn es uns somit also auch fürs erste nicht gelungen ist, aus der Messung der Reflexion ein objektives Maß für die Elektronenaffinität zu erhalten, so wird man doch versucht sein, im Verhalten des Wasserstoffs zu dem des Heliums eine Bestätigung der Anschauung zu sehen, daß die Reflexion gewissermaßen um so elastischer ist, je kleiner die Elektronenaffinität ist.

Mit Sicherheit können wir jedoch sagen, daß die Hypothese des gänzlich unelastischen Stoßes, auf dem die TOWNSENDsche¹⁾ Stoßionisationstheorie wesentlich fußt, in Helium und Wasserstoff nicht mit den Tatsachen übereinstimmt. Es zeigt sich hier wieder, wie in unserer Arbeit über die Ionisierungsspannung, daß die große Bedeutung der TOWNSENDschen Gleichungen wohl sehr viel mehr darin liegt, den Gang der Stromstärke mit dem Potential sowie das Minimumpotential der Entladung wiederzugeben, als darin, über die Kinetik der Elektronen etwas Tatsächliches auszusagen.

Eine Stoßionisationstheorie, die die Reflexion der Elektronen an den Gasmolekülen berücksichtigt, hoffen wir bald mitteilen zu können, es sind dazu noch genaue Bestimmungen des Energie-

¹⁾ J. TOWNSEND, Theory of Ionisation by collision. London 1910.

verlustes beim Zusammenstoß nötig. Für He und die ihm in elektrischer Hinsicht nahestehenden Gase Ne, Ar und N₂ können wir jetzt schon auf Grund der vorliegenden Erfahrungen den Mechanismus der Entladung angeben, aufbauend auf der Tatsache der angenähert elastischen Reflexion der Elektronen selbst bei den kleinsten Geschwindigkeiten derselben. Eine Extrapolation bis zu Geschwindigkeiten, die 10^{-5} Volt entsprechen, ist begründet auf die oben erwähnten Messungen der Ionenbeweglichkeit in diesen Gasen mit geringer Elektronenaffinität. In ihnen bleiben die Elektronen dauernd frei, wenn die Gase rein sind, äußerst geringe Verunreinigungen durch elektronegative Gase bewirken jedoch sofort eine Anlagerung von elektronegativen Molekülen, also völlig unelastischen Zusammenstoß¹⁾. Daraus folgt, daß in den Edelgasen die Elektronen nicht auf einer freien Weglänge ihre Ionisierungsspannung durchlaufen brauchen, sondern, da sie nach jedem Zusammenstoß einen großen Teil ihrer Energie behalten, so gewinnen sie ihre zur Ionisierung nötige Energie allmählich auf vielen freien Weglängen. Selbst bei den höchsten Drucken muß daher in reinen Gasen Stoßionisation auftreten, wenn nur die Klemmspannung größer als die Ionisierungsspannung ist. Elektronegative Verunreinigungen werden dagegen die Stoßionisation verhindern, indem sie in die Reihe der angenähert elastischen Stöße unelastische, bei denen das Elektron weggefangen wird, einschalten. Das ist aber auch das wirkliche Verhalten der Edelgase beim Stromdurchgang. So haben RAMSAY und COLLIE²⁾ gefunden, daß in reinen Edelgasen selbst noch bei 5 Atm. ein Geißlerbogen auftritt, und ferner ist die Durchschlagsfestigkeit äußerst klein und in reinen Gasen vom Druck fast unabhängig. Minimale Verunreinigungen dagegen erhöhen die Durchschlagsfestigkeit ungeheuer und machen sie vom Druck stark abhängig³⁾.

Ferner scheint uns aus dem Energieverlust der Elektronen bei der Reflexion zu folgen, daß ein Energieaustausch zwischen den Molekülen und Elektronen nur nach ganzen Quanten nicht vorzuliegen scheint; jedenfalls nicht, wenn man die Quanten als

¹⁾ J. FRANCK, l. c.

²⁾ RAMSAY u. COLLIE, Proc. Roy. Soc. 59, 259, 1896.

³⁾ SODDY u. MACKENZIE, Proc. Roy. Soc. (A) 80, 92, 1908; WARBURG, Ann. d. Phys. (4) 2, 295, 1900.

so groß annimmt, wie sie aus SOMMERFELDS¹⁾ vorläufiger Theorie des Elektronenstoßes sich ergeben sollten, jedoch wird hierdurch über die Anwendungsmöglichkeit der Theorie zur Berechnung der Ionisierungsarbeit nichts ausgesagt, da es sich ja dabei um Emission von Elektronen handelt. Auf eine genauere Bestimmung des mittleren Energieverlustes, den diese Elektronen bei vielen Zusammenstößen erleiden, werden wir binnen kurzem zurückkommen, dort soll auch auf eine wahrscheinliche Deutung des Energieverlustes eingegangen werden.

Als diese Arbeit dem Abschluß nahe war, ist eine größere theoretische Arbeit von LENARD²⁾ über die Elektrizitätsleitung durch freie Elektronen erschienen, die in der Problemstellung sich in manchen Punkten mit dieser Arbeit berührt. Ein genaueres Eingehen hierauf war uns leider nicht mehr möglich. Die von LENARD besonders ins Auge gefaßte Anschauung, daß Elektronen von allen Molekülen absorbiert und dann durch neue Zusammenstöße wieder befreit werden sollten, scheint uns insofern nicht mit unseren Erfahrungen in Übereinstimmung, als nach LENARD die Energie der remittierten Elektronen im Mittel gleich der gas-kinetischen Energie bei der betreffenden Temperatur sein soll, während wir in Helium und Wasserstoff eine Energieverteilung gefunden haben, die wesentlich nur von der Energie der primären Elektronen abhängig ist, also z. B. für 10 Volt-Strahlen entsprechend größer als für 3 Volt-Strahlen.

Zusammenfassung.

1. Es wird in Übereinstimmung mit LENARD gefunden, daß die freie Weglänge der Elektronen bei Geschwindigkeiten zwischen 10 und 2 Volt sehr nahe der aus der kinetischen Gastheorie berechenbaren freien Weglänge ist, so daß die Elektronenaffinität und die elektrische Ladung bei diesen Geschwindigkeiten keinen merklichen Einfluß auf die Größe zu haben scheinen. 2. Es wird gezeigt, daß bei einem Zusammenstoß von Elektronenstrahlen dieses Geschwindigkeitsbereiches mit Molekülen von Helium und Wasserstoff die Elektronen mit einem relativ kleinen Energie-

¹⁾ SOMMERFELD, Rapports de la réunion Solvay 1912.

²⁾ PH. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 40, 393, 1913; Heidelberger Akademiebericht 1913.

verlust reflektiert werden. 3. Es werden über diese Tatsachen einige theoretische Vorstellungen entwickelt und bestehende Theorien an ihnen geprüft.

Ein Teil der benutzten Apparatur ist aus Mitteln angeschafft, die uns von dem Kuratorium der Jagorstiftung zur Verfügung gestellt sind, wofür wir auch hier unseren besten Dank aussprechen wollen.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, April 1913.

***Notiz über Bildung von Doppelschichten;
von J. Franck und G. Hertz.***

(Eingegangen am 25. April 1913.)

Unter elektrischen Doppelschichten oder Polarisations-schichten, die sich bei vielen Arbeiten, bei denen man mit langsamen Elektronen zu tun hat, und auch in vorstehender Arbeit in unangenehmster Weise bemerkbar machen, versteht man elektrisch geladene Häute oder Belegungen, die Metallplatten und Drahtnetze oft gleichmäßig, oft aber auch ungleichmäßig verteilt überziehen. Sie können sehr erhebliche Feldstörungen hervorrufen. So sind verschiedentlich Schichten beobachtet worden, die sich bis auf 40 Volt gegen die ihre Unterlage bildende Metallplatte aufgeladen haben. Sie treten anscheinend nur an den Stellen auf, die eine Zeitlang einer starken Ionen- oder Elektronenstrahlung ausgesetzt sind. So beobachteten v. BAeyer und TOOL¹⁾ sie besonders deutlich nach einer kurz andauernden leuchtenden Entladung (Induktorschlag), GEHRCKE und SEELIGER²⁾ nach Bestrahlung mit den Elektronen einer Oxydkathode und wir³⁾ verschiedentlich bei der Verwendung eines Glühdrahtes als Elektronenquelle. Schützt man die der Elektronenquelle gegenüberliegende Elektrode durch ein vorgeschobenes Blech, das man dann plötzlich etwa durch Drehen eines Schliffes entfernt, so hat man anfangs keine Doppelschicht, sie beginnt aber sofort, sich auszubilden. Auf mancherlei Erfahrungen über das Abklingen dieser Schichten sowie über ihr allmähliches Entstehen und über ihre Beeinflussung durch kürzere Umschaltung der Feldrichtung einzugehen, führt zu weit. Es mag genügen,

¹⁾ v. BAeyer und TOOL, Verh. d. D. Phys. Ges. 18, 569, 1911.

²⁾ GEHRCKE und SEELIGER, ebenda 14, 1024, 1912.

³⁾ J. FRANCK und G. HERTZ, ebenda 15, 34, 1913.

anzugeben, daß die Schichten an Platin sich schwerer auszubilden scheinen, und daß man sie durch langes Pumpen, am besten mit Kohle und flüssiger Luft, sowie durch Vermeiden aller Dämpfe fortbringen kann. Schon diese Tatsachen sprechen dafür, daß es sich um okkludierte Gasschichten handelt, welche Elektronen anlagern und ihr Abfließen ins Metall hindern; man kann jedoch mit einer einfachen Anordnung den Vorgang der Okklusion elektro-negativer, also elektronenbindender, Gase und die gleichzeitige Ausbildung der Schicht verfolgen, wie wir mehrfach zu beobachten Gelegenheit hatten. Man nimmt einen Platinglühdraht und eine gegenüberstehende Messingelektrode und macht diese Anordnung durch längeres Pumpen usw. polarisationsfrei. Daß das der Fall ist, kann man durch eine Untersuchung der Energieverteilung der Elektronen, wie sie in vorstehender Arbeit beschrieben ist, mit dem Galvanometer feststellen. Hat man diesen Zustand erreicht und beobachtet man am Galvanometer durch geeignete Wahl der Temperatur einen kräftigen Elektronenstrom, dann zeigt eine Beobachtung des McLEOD nach Abstellen der Pumpe, daß der Draht immer noch etwas Gas abgibt. Läßt man nun Sauerstoff z. B. bis zu einem Druck von $100/1000$ mm Quecksilber ein, so sinkt der am Galvanometer gemessene Strom plötzlich auf 0 und gleichzeitig beginnt der Druck in dem Rohrsystem abzunehmen. Wir haben ein Sinken bis auf die Hälfte des Druckes in einem Rohrsystem mit etwa $3/4$ Liter Kapazität beobachtet. Nach einer gewissen Zeit fängt das Galvanometer an, wiederum einen schnell wachsenden Ausschlag zu zeigen, und von diesem Moment an hört auch die Abnahme des Druckes auf, vielmehr beginnt er wie vor dem Einlassen des Sauerstoffs ganz langsam zu steigen. Eine Untersuchung der Geschwindigkeit der Elektronen zeigt jetzt das Vorhandensein einer starken Doppelschicht an, die auch nach dem Auspumpen des Sauerstoffs eine Zeitlang bestehen bleibt und ganz langsam durch dauerndes Pumpen zum Verschwinden zu bringen ist. Ohne Glühen des Drahtes wird der Sauerstoff nicht okkludiert, z. B. bleibt der Druck 24 Stunden lang konstant und beginnt sofort abzunehmen, sobald der Glühdraht eingeschaltet wird. Weder beim Einlassen von Wasserstoff noch von Helium haben wir ähnliche Erscheinungen beobachtet. Wir glauben daher diese Erscheinung so auslegen zu sollen, daß die Entstehung der Doppelschicht durch Okklusion des elektronegativen Gases bei

gleichzeitigem Verbrauch aller Elektronen zur Bildung der Schicht zustande kommt, bis schließlich ein Gleichgewicht eintritt. Nachdem dies erreicht ist, kann man dann wieder einen Elektronenstrom beobachten, dessen Größe durch die modifizierte Feldstärke bestimmt ist. Natürlich halten wir durch diese Beobachtung nicht schon die ganze Erscheinung für geklärt, vielmehr wird es gut sein, weiteres Beobachtungsmaterial zu sammeln.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, April 1913.

85. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Wien 1913.

Vom 21. bis 27. September findet in Wien die Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte statt. Wie alljährlich wird auch diesmal die Abteilung für Physik mit der Deutschen Physikalischen Gesellschaft gemeinschaftlich tagen. Da den im Juli zum Versand gelangenden Einladungen schon ein vorläufiges Programm der Abteilungssitzungen beigelegt werden soll, so bitten die Unterzeichneten höflichst, Anmeldungen zu Vorträgen und Demonstrationen sowie etwaige Anfragen wegen der verfügbaren Hilfsmittel möglichst bis Anfang Juni an den unterzeichneten zweiten Einführenden der Abteilung Physik gelangen zu lassen.

Die Sitzungen finden im Physikalischen Institut der Universität statt, dessen Mittel für Demonstrationen zur Verfügung stehen.

Der Vorsitzende der Deutschen Physik. Gesellschaft
Rubens.

Erster Einführender Prof. v. Lang.

Zweiter Einführender Prof. Lecher.

Wien IX/1., Boltzmannngasse, I. Physikalisches Institut.

Verhandlungen der **Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

30. Mai 1913.

Nr. 10.

Sitzung vom 23. Mai 1913.

Vorsitzender: Hr. H. RUBENS.

Der Vorsitzende macht von dem Hinscheiden zweier Mitglieder der Gesellschaft Mitteilung. Am 13. Mai starb am Herzschlag

Geh. Regierungsrat Professor Dr. **Richard Börnstein**,
Professor an der Landwirtschaftlichen Hochschule in Berlin,

der sich als Redakteur der ersten und zweiten Abteilung der Fortschritte der Physik viele Jahre in uneigennütziger Weise in den Dienst der Gesellschaft gestellt hat. In rastloser Arbeit ist es ihm gelungen, durch gleichzeitige Herausgabe zweier Jahrgänge im Verlauf von fünf Jahren eine Lücke in der ununterbrochenen Serie der Fortschritte zu schließen und die Berichterstattung so zu organisieren, daß von da ab stets die Fortschritte in dem auf das Berichtsjahr folgenden Jahre erscheinen konnten.

Am 15. Mai verschied nach längerer Krankheit

Professor Dr. **R. Güntsche**.

Die Anwesenden erheben sich zu Ehren der Verstorbenen von ihren Sitzen.

Sodann spricht Hr. **A. Byk**

Zur Theorie
der elektrischen und chemischen Atomkräfte.

Zum Abdruck in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft sind folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

O. Lehmann: Erforschung der Molekularkräfte durch Störung des molekularen Gleichgewichts bei flüssigen Kristallen.

B. Pohl und P. Pringsheim: Über den normalen Photoeffekt von K-Amalgamen verschiedener Konzentration.

W. Luthé: Ballistische Messungen der magnetischen Viskosität unter besonderer Berücksichtigung der Selbstinduktion. (Eingereicht durch Hrn. E. DORN.)

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. **KARL MEY**, Berlin NW 87, Solingerstr. 3.

(Vorgeschlagen durch Hrn. E. BOLLÉ.)

Hr. cand. phil. **KARL SIEBEL**, Rendsburg i. Holst.

(Vorgeschlagen durch Hrn. HANS SCHMIDT.)

Hr. **WALTER DZIOBEK**, Charlottenburg 4, Sybelstr. 62.

Hr. Dr. **KURT PETROW**, Charlottenburg 1, Tegelerweg 98.

(Beide vorgeschlagen durch Hrn. M. IKLÉ.)

Hr. **GIOVANNI BRENTANO**, München, Türkenstr. 104.

(Vorgeschlagen durch Hrn. F. ECKERT.)

Hr. Prof. **E. C. C. BALY**, Liverpool, University, Chemical Laboratories, Brownlow Street.

(Vorgeschlagen durch Hrn. F. HABER.)

Hr. **BRUNO THIEME**, Berlin SW 47, Yorkstr. 75.

(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

**Über den Einfluss
der räumlichen Ladung auf den Anodenfall;
von R. Reiger.**

(Eingegangen am 27. März 1913.)

C. A. MEBIUS¹⁾ und G. C. SCHMIDT²⁾ haben Anoden- und Kathodengefälle der Zweigströme für verschiedene Teile der Entladung bestimmt. Sie finden, daß in allen Teilen der Entladung der Kathodenfall für dieselbe Stromstärke größer ist als der Anodenfall, nur im dunkeln Raume tritt das umgekehrt ein.

Die Erklärung dieses hohen Anodenfalles ist meiner Ansicht nach darin zu suchen, daß die positive räumliche Ladung dieses Raumes verzögernd auf den Austritt positiver, bzw. den Eintritt negativer Ionen wirkt. Diese Annahme soll im folgenden geprüft werden.

Für den FARADAYSchen Dunkelraum sind MEBIUS und SCHMIDT zu verschiedenen Resultaten gelangt. MEBIUS findet den Anodenfall kleiner als in der positiven Säule, SCHMIDT findet ihn im allgemeinen von derselben Größenordnung, nur in einigen Fällen findet er ähnlich niedere Werte wie MEBIUS. Daß der Anodenfall im FARADAYSchen Dunkelraume kleiner als in der positiven Säule ist, erklärt sich durch die negative Ladung³⁾ des FARADAYSchen Dunkelraumes. Ich glaube aber, daß auch die Abweichungen in den Resultaten von G. C. SCHMIDT ebenfalls auf Ladungserscheinungen zurückzuführen sind. Die Versuche erstrecken sich meist auf tiefe Drucke und geschichtete Entladung. Für diesen Fall ergeben aber die Versuche von GRAHAM⁴⁾ einen komplizierten Verlauf der Feldstärke und damit wechselnde Ladungen im FARADAYSchen Dunkelraume.

Bei dem Hauptstrom zeigt sich ebenfalls eine Abhängigkeit des Anodengefälles von der Lage der Anode in der Entladungsröhre. E. WIEDEMANN⁵⁾ hat gezeigt, daß die Elektroden-

¹⁾ C. A. MEBIUS, Wied. Ann. 59, 695, 1896.

²⁾ G. C. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 18, 869, 1905.

³⁾ J. J. THOMSON, Elektrizitätsdurchgang in Gasen. Leipzig 1906. S. 457.

⁴⁾ W. P. GRAHAM, Inaug.-Diss. Berlin 1897.

⁵⁾ E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 63, 242, 1897, auch 20, 769, 1883.

spannung sehr stark steigt, wenn die Anode in den dunkeln Kathodenraum rückt. Nach C. A. MEBIUS¹⁾ bleibt das Anodengefälle konstant, solange bei der Verschiebung die Anode in der positiven Säule liegt, es sinkt im FARADAYSchen Dunkelraume bis zu einem Minimum, um wieder an der Grenze der äußeren Kathodenschicht zu einem etwas höheren Betrag als im positiven Licht anzusteigen.

Ist die räumliche Ladung auch nicht das einzig Bestimmende für die Größe des Anodenfalles, so sieht man doch aus allen diesen Versuchen, daß der Anodenfall von der räumlichen Ladung in hohem Grade abhängig ist, und zwar in der Weise, daß positive Ladung ihn erhöht, negative ihn herabsetzt.

In einer früheren Arbeit²⁾ wurde durch Potentialmessungen gezeigt, daß an jedem in die Strombahn eingeführten Hindernis (z. B. an einer Sonde) Potentialabfälle auftreten. Der Abfall nach der Anodenseite des Entladungsrohres entspricht dem Kathodenfall des Zweigstromes, der durch die Sonde geht, der Abfall nach der Kathodenseite dem Anodenfall.

Wir können die Erscheinung vom ionentheoretischen Standpunkt natürlich auch so darstellen, daß wir sagen, das Hindernis schirmt den unmittelbar hinter ihm gelegenen Teil der Entladung gegen die Ionen, die nach der Richtung des Feldes auf ihn zu wandern. Es überwiegen somit die Ionen des entgegengesetzten Vorzeichens, es treten Ladungen auf und durch diese ist der Potentialverlauf bedingt.

Das Verhalten der an dem Hindernis auftretenden dunkeln Räume gegen Zweigströme, speziell die Anodengefälle derselben, muß sich je nach der Ladung dem Verhalten des Kathodendunkelraumes bzw. des FARADAYSchen Dunkelraumes nähern. Statt sekundäre Elektroden und Sonden in die Dunkelräume zu bringen, können wir uns mit einer Sonde begnügen, der wir eine positive Ladung erteilen. Die Zeit, in der die Zerstreuung erfolgt, hängt von der Größe des Anodenfalles ab und kann daher als Kriterium für diese dienen.

Die Versuchsanordnung war die folgende: Durch einen seitlichen Schliff war ein Messingrohr von 11 mm Durchmesser in

¹⁾ C. A. MEBIUS, Beiblätter 24, 714, 1900.

²⁾ R. REIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 271—285, 1913.

das Entladungsrohr eingeführt. Auf der Strecke, längs deren das Messingrohr in die Entladungsbahn eintauchte, war die Hälfte des Rohres entfernt, so daß als Hindernis ein halbkreisförmig gebogenes Blech diente. Durch das Messingrohr war ein dünner Platindraht eingeführt, der bis auf eine kurze Strecke von Glas umgeben war. Durch Drehen des Schliffes konnte die konkave Seite des Bleches und damit die Platinspitze der Anode und Kathode des Entladungsrohres zugewandt werden. Zwischen Rohr und Draht war natürlich stets eine Potentialdifferenz vorhanden, die im wesentlichen dem Kathoden- bzw. Anodenfall des Zweigstromes durch das Messingblech entspricht. Wurde dem Draht eine Ladung erteilt, so stellte sich das Elektrometer auf diesen Ausschlag wieder ein. Um die Zeitdauer zu vergrößern, wurde einerseits die freie Oberfläche des Platindrahtes klein gewählt (Länge etwa 2 mm, Durchmesser 0,025 mm), andererseits die Sonde und das Elektrometer mit einem Glimmerkondensator verbunden. Die Ladungsverluste infolge der Isolationsfehler waren stets klein und konnten daher vernachlässigt werden.

Röhrendurchmesser $D = 4,2$ cm; Stromstärke = 3,0 Milliamp.

p	Sonde gelegen im dunkeln Raum				
	gegen die Anode			gegen die Kathode	
	+ - Ladung ¹⁾		- - Ladung	+ - Ladung	- - Ladung
2,06	248*	—	1,8*	sehr klein	18
1,31	172,5*	—	—		10,2
1,01	102,3*	—	—		6,9
0,73	45,9*	526	—		4,8
0,60	—	217	—		3,8
0,53	—	97	—		—
0,44	—	16,1	—		2,6

In der Tabelle sind die Zeiten der Entladung des Systems von 62,8 auf 25,1 Volt in sec gegeben, und zwar für die verschiedenen Lagen und für verschiedene Vorzeichen der Ladung. Da in

¹⁾ Ich habe schon in einer früheren Arbeit darauf hingewiesen, daß der Anodenfall bei einem Zweigstrom ebenso wie der Anodenfall in einem Entladungsrohr stark abhängig ist von der Reinheit der Elektrode. (Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 283, 1911.) Dasselbe macht sich auch hier darin geltend, daß namentlich bei sehr kleiner Sonde mitunter beträchtliche Änderungen der Zerstreuungszeit bei positiver Ladung auftraten.

einigen Fällen die Zeit für diesen Ladungsverlust zu groß war, wurde statt dessen die Zeit bestimmt, in der das Potential der Sonde von 62,8 Volt auf 56,2 Volt sank. Diese Werte sind in der Tabelle durch * bezeichnet.

Als Nullwert des Potentials ist dabei das Potential des Drahtes in der Entladung gewählt, d. h. bei positiver Ladung wurde das Potential zwischen Rohr und Draht um 62,8 Volt erhöht, bei negativer Ladung um denselben Betrag vermindert.

Ein Versuch mit einem Entladungsrohr von kleinerem Querschnitt und ein weiterer mit einem Messingrohr von 5 mm Durchmesser ergaben analoge Resultate. Es kann daher auf deren Mitteilung verzichtet werden.

Die Abnahme der $+$ -Spannung, wenn die Sonde der Kathode zugewandt war, erfolgte so rasch, daß eine Bestimmung der Zeit mit der hier angewandten Versuchsanordnung unmöglich war. Wurde die Potentialdifferenz zwischen Sonde und Rohr bei 68 Volt konstant gehalten, so war der Zweigstrom schon so groß, daß eine leuchtende Anodenschicht an der Platinspitze vorhanden war. Bei Anlegung der Potentialdifferenz trat daher eine Deformation der positiven Säule auf, entsprechend einem großen dunkeln Raume an der sekundären Kathode, d. i. dem Messingrohr. Aber auch bei kleinen Potentialdifferenzen, bei denen eine solche Deformation nicht auftrat, erfolgte die Zerstreuung einer positiven Ladung so rasch, daß eine Messung der Zeitdauer mit der hier verwandten Methode nicht zu erzielen war. Bei den übrigen Fällen, d. h. bei negativer Ladung der Sonde in beiden Fällen und bei positiver Ladung im Raume gegen die Anode war eine größere Deformation der positiven Säule unter den in der Tabelle gegebenen Versuchsbedingungen nicht zu beobachten.

Ein Vergleich der Zerstreuung von positiver und negativer Elektrizität im dunkeln Raume gegen die Anode zeigt, daß hier wie im Kathodendunkelraum der Anodenfall eines Zweigstromes wesentlich größer ist als der Kathodenfall. Der Unterschied tritt um so stärker auf, je höher der Druck ist. Weitere Versuche zeigten, daß mit wachsender Länge der Sonde der Unterschied kleiner wird. Es soll daher das aus der Tabelle folgende Resultat nicht als ein für alle Versuchsbedingungen gültiges Resultat hingestellt werden. Es soll vielmehr diese Beobachtung nur in der Form ausgesprochen werden, daß der Anodenfall

im dunkeln Raume gegen die Anode größer sein kann als der Kathodenfall.

Die im vorhergehenden behandelten Erscheinungen zeigen übereinstimmend, daß der Anodenfall durch eine räumliche Ladung der Umgebung beeinflußt wird, und zwar durch positive Ladung erhöht, durch negative vermindert wird. Man muß sich aber hüten, die räumlichen Ladungen als das einzig Bestimmende hinzustellen. Dies zeigt das Verhalten des Kathodenfalles bei den im vorhergehenden mitgeteilten Versuchen. Der Einfluß der Ladung des Raumes tritt hier gegenüber dem Einfluß anderer Faktoren stark zurück.

Erlangen, Physikalisches Institut, Januar 1913.

***Über ein noch nicht beschriebenes, anscheinend
dem Helium angehörendes Spektrum;***

von E. Goldstein.

(Eingegangen am 1. Mai 1913.)

Als ich vor mehreren Jahren auf die Erscheinung aufmerksam wurde, daß bei einer Anzahl von Elementen die Serienspektren durch kräftige elektrische Entladungen beseitigt und durch völlig davon verschiedene, anscheinend serienfreie, linienreiche Spektren („Grundspektren“) ersetzt werden können¹⁾, war ich bemüht, eine möglichst große Anzahl von Elementen auf das Auftreten dieser Erscheinung zu prüfen. Dabei gelangte auch Helium zur Untersuchung. Es ergab sich freilich, daß bei den Elementen mit kleinen Atomgewichten (von 23 abwärts) die mit meinen Hilfsmitteln zu erzielenden Entladungsdichten für die Hervorrufung der Grundspektren nicht ausreichten. Doch blieb die Untersuchung des Heliums nicht völlig unfruchtbar, und es zeigten sich auch an diesem Gase neue Spektralerscheinungen, wenn dieselben auch nicht einem Grundspektrum zugehören.

Um bei den damals untersuchten Elementen auch relativ schwache neue Linien leichter zu bemerken, wandte ich enge Röhren mit Längssicht an, welche den Helligkeitseindruck aller Linien gegenüber der gewöhnlich benutzten Quersicht bekanntlich sehr verstärkt. Bei Helium lagen zunächst mehrere Handelsröhren von 1 mm Weite des Beobachtungsrohres vor. An allen diesen Röhren waren bei Längssicht außer den bekannten Heliumlinien noch mehr oder weniger helle Bandenspektren wahrzunehmen. Bei der Mehrzahl ergab sich, daß mindestens zum überwiegenden Teil entweder Kohlenwasserstoffe oder andere bekannte Gase das Substrat der Bandenspektren bildeten. An einer von den Röhren aber trat ein mir in allen seinen Teilen fremdes Spektrum auf, das hauptsächlich durch eine große Anzahl sehr dicht gedrängter Linien zu beiden Seiten der gelben Heliumlinie charakterisiert erschien. Die Helligkeit der neuen Linien war

¹⁾ E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 321, 1907.

jedoch so außerordentlich viel geringer als die der gelben He-Linie, daß jene auf den ersten Blick wie eine Art Beugungsstreifen um die grell glänzende gelbe Linie erscheinen konnten.

Die Konfiguration der unbekannten Linien erinnerte an das Neon- und an das zweite Wasserstoffspektrum; doch bestand, wie die nähere Untersuchung ergab, mit keinem dieser Spektren auch nur teilweise Identität. Durch langdauernde Kühlung mittels flüssiger Luft war das neue Spektrum weder zu beseitigen noch zu schwächen. Das zeigte sich auch bei besonders konstruierten Röhren, die so geformt waren, daß sie nicht nur mit einem Teil, sondern in ihrer ganzen Erstreckung in flüssige Luft eingesenkt werden konnten. Daraus war zu folgern, daß das neue Spektrum nicht durch eine chemische Verbindung, sondern durch ein Elementargas erzeugt wird. Daher war zu prüfen, ob es einer neuen elementaren Beimengung des Heliums oder dem Helium selbst angehört.

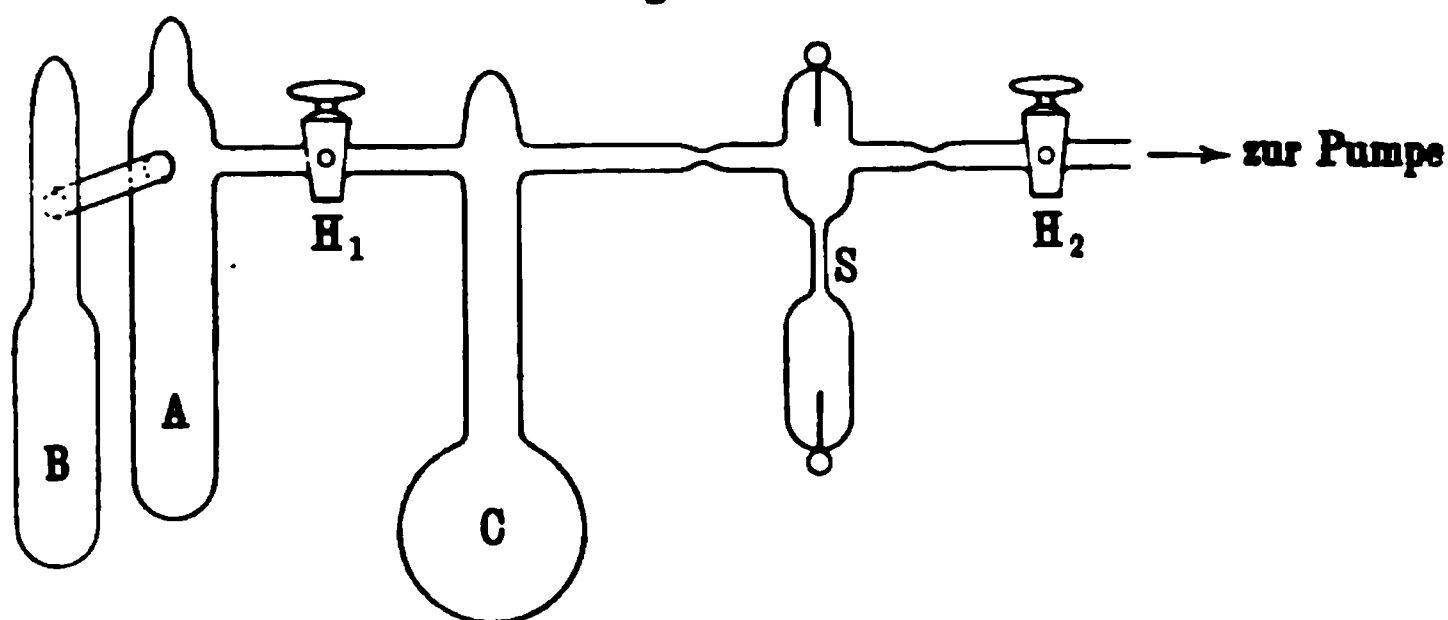
Für diese Prüfung war ich zu verschiedenen Zeiten bemüht, mir möglichst reines Helium zu verschaffen.

Zunächst stellte ich mir aus Brögerit und Cleveit kleine Mengen Helium an der die Entladungsröhre tragenden Pumpe selbst dar. Da Erhitzen von Brögerit und Cleveit im Vakuum, wenigstens bei den Temperaturen, die gewöhnliches Glas ohne Erweichen verträgt, nur geringe Ausbeute gab, auch durch das gewöhnlich empfohlene Übergießen von Cleveit mit erwärmter, verdünnter Schwefelsäure bei Proben im Reagenzglas nur relativ wenig Gas entbunden wurde, so versuchte ich, und zwar mit sehr guter Ausbeute, die Anwendung von Salpetersäure, in welcher sich Cleveit zum weitaus größten Teil löst. Das Verfahren gestaltete sich wie folgt:

In das Rohr *A* wird ein kleines Quantum gekörnten Cleveits gebracht, in *B* Salpetersäure, die ein wenig verdünnt wurde. Die Salpetersäure wird durch flüssige Luft zum Erstarren gebracht, dann das gesamte System evakuiert, H_1 geschlossen und die Säure wieder aufgetaut. Sie entläßt dann die absorbiert gewesenen Mengen atmosphärischer Luft. Die letztere wird nach abermaligem Frieren der Säure abgepumpt. Nach nochmaligem Auftauen wird das System an der Pumpe um die horizontale (in der Ebene der Zeichnung liegende) Achse so weit gedreht, daß etwas Säure aus *B* nach *A* überfließt. Eine reichliche Gas-

entwicklung setzt ein. Ist ein genügendes Quantum Gas entwickelt, eventuell nach Überführung weiterer Portionen Säure, so wird flüssige Luft an *A*, *B* und *C* angelegt. Feuchtigkeit und saure Dämpfe werden dann niedergeschlagen und gasförmige Verunreinigungen des He, nachdem man *H*₁ geöffnet hat, von der Kohle absorbiert. Zweckmäßig ist es, um etwa von der Glaswand (oder aus den Elektroden) entbundene Dämpfe rasch zu binden, auch einen Teil der (in der Figur nur schematisch dargestellten)

Fig. 1.



Spektralröhre *S* in flüssige Luft einzusenken. Ich gelangte so zu Helium, das nur noch schwach die hellsten drei Wasserstofflinien zeigte¹⁾.

Das so bereitete Gas gab aber überaus deutlich das neue Spektrum.

Von Herrn Geheimrat DORN (Halle), dem ich bereits im Jahre 1907 das neue Spektrum zeigen konnte, erhielt ich damals für die weitere Untersuchung desselben ein Quantum möglichst gereinigten (auch wasserstofffreien) Heliums. Es ließ in meinen Röhren ebenfalls die sämtlichen neuen Linien erkennen.

¹⁾ Begnügt man sich, etwa zu einer bloßen Demonstration der He-Entwicklung aus Cleveit, mit noch kleineren Gasmengen, als die obige kompensierte Apparatur sie liefert, so reicht es hin, zu beiden Seiten der Spektralröhre je einen Tubus anzubringen — der eine enthält gepulverten Cleveit oder Bröggerit, der andere Kokoskohle. Nachdem die Röhre evakuiert worden, wird der Cleveit durch eine Bunsenflamme erhitzt; nachdem die zuerst entwickelten Dämpfe abgepumpt worden, wird die Röhre abgesperrt oder abgeschmolzen und nun, während der Cleveit weiter erhitzt wird, die Kohle durch flüssige Luft gekühlt. Farbe und Spektrum der Entladung zeigen dann in kurzem die Entwicklung von Helium an. Das positive Licht des sehr verdünnten Heliums ist laubgrün, bei großer Helligkeit der Linie 501,6; erst bei etwas größerer Dichte leuchtet es mit dem bekannten Goldgelb.

Im Jahre 1909 überließ mir Sir W. RAMSAY gütigst 200 ccm von ihm dargestelltes Helium. In den aus diesem Helium gefüllten Röhren war das neue Spektrum, auch nach Behandlung des Gases mit gekühlter Kokoskohle, ganz ebenso deutlich wie in den Proben anderer Provenienz. In weitem Umfange bin ich während der letzten Monate durch die Herren W. HEUSE und K. SCHEEL unterstützt worden, die mich in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt aus ihren für eine Dichtebestimmung aus Thorianit dargestellten Heliumvorräten im Laufe der Zeit mehr als dreißig Versuchsröhren füllen ließen. Insbesondere hat Herr Dr. HEUSE mit unerschöpflicher Gefälligkeit und großen Opfern an Zeit und Bemühung mir immer von neuem den Anschluß meiner Spektralröhren an seine Apparatur ermöglicht und auch bei der Füllung der Röhren seine Hilfe gewährt. Die abgeschmolzenen und dann im Laboratorium der Sternwarte untersuchten Röhren zeigten sämtlich das neue Spektrum.

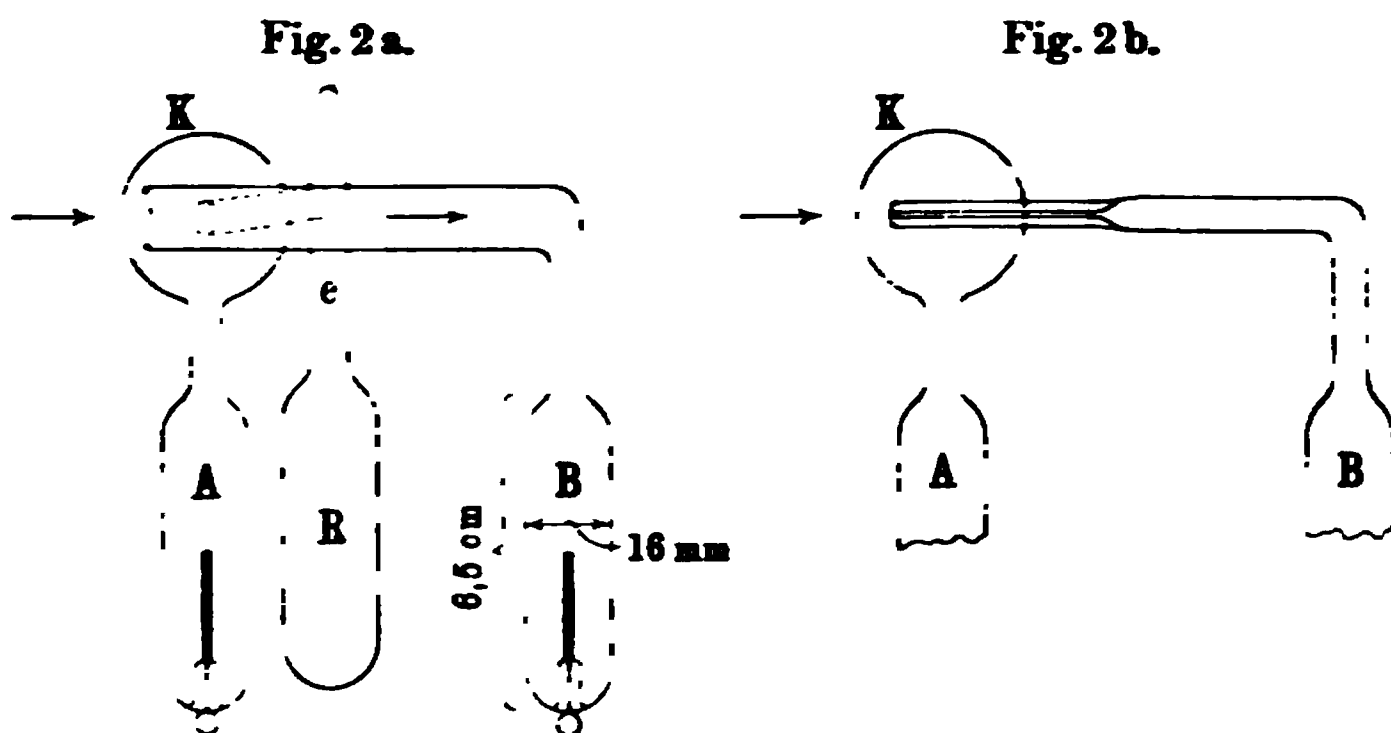
Daß dieses Spektrum bei einer so oft untersuchten Substanz wie Helium noch nicht früher beschrieben worden ist, erklärt sich, abgesehen von einem weiter unten erwähnten Einfluß der Gasdichte, vielleicht daraus, daß es an engen Röhren bei der üblichen transversalen Betrachtung fast unmerklich schwach erscheint, auch wenn es für Längssicht relativ lichtstark ist, hauptsächlich aber vermutlich daraus, daß es wegen der Ähnlichkeit seiner hellsten Partien mit dem Neon- und Wasserstoffspektrum von etwaigen Beobachtern wohl nicht als selbständiges Spektrum betrachtet, sondern auf schwache Beimengungen eines dieser beiden Gase zurückgeführt wurde. —

Die Form der für meine Untersuchung benutzten Spektralröhren wechselte im Laufe der Zeit. Die zuletzt am häufigsten benutzten Röhrenformen hatten die Gestalt wie Fig. 2 a und b.

Die Beobachtungen erfolgten bei Längssicht in Richtung des Pfeiles.

An den meisten Röhren befand sich seitlich, mit der Kugel *K* durch ein Zwischenrohr verbunden, ein mit Kokoskohle beschickter Tubus *R*, der mit flüssiger Luft gekühlt werden konnte, um noch eventuelle Verunreinigungen des Heliums zu eliminieren. Die Kohle wurde vor und nach dem Einfüllen in den Tubus stark erhitzt. Die Form der Röhren gestattete zugleich, die Schenkel *A* und *B* vollständig in flüssige Luft einzusenken und dadurch das Helium

von allen leicht kondensierbaren Beimengungen in kurzer Zeit zu befreien. Als solche kondensierbare Beimengungen machten sich bei den am besten gelungenen Füllungen nur noch Gase bemerkbar, die aus Kohleverbindungen zu bestehen schienen. Die Verbindung mit der Pumpe wurde durch ein vom Einschüttrohr *e* seitlich abgehendes Rohr vermittelt. Die Elektroden waren teils Hohlzylinder aus Aluminium- oder Nickelblech, teils Nickeldrähte von 2 mm Dicke und etwa 3 cm Länge. Reines Nickel, wie es hier benutzt wurde, teilt nach meinen Erfahrungen mit Platin die gute Eigenschaft, Gasen keine merkliche Verunreinigung zuzuführen, während bei Aluminium bekanntlich eine



längere Behandlung mit Hitze und Strom erforderlich ist, um Gasabgaben aus dem Metall zu unterdrücken.

Die Beobachtungen und Aufnahmen wurden bei Drucken von 1,5 mm bis gegen 90 mm vorgenommen, am häufigsten bei einer Anzahl Röhren, die unter 30 mm Druck gefüllt waren.

Bei der Röhrenform Fig. 2 b mit engem Beobachtungsrohr (1 mm Weite) wurde für die Aufnahme des Spektrums der einfache Induktionsstrom benutzt, bei den weiten Beobachtungsröhren von 5 bis 15 mm Öffnung (am häufigsten wurde die Öffnung 12 mm benutzt) wurde in die Entladung eine Flasche, zur Röhre parallel, eingeschaltet. Das neue Spektrum erweist sich in den Hauptzügen für enge und weite Röhren identisch. Es ist in den weiten Röhren unter gleichzeitiger Flaschenentladung aber viel leichter rein zu erzielen als in den sehr engen Röhren — vielfach sogar schon ohne Kühlung frei von den Kohlespuren, weil bei der Flaschenentladung das Spektrum dieser Verunreinigungen

unterdrückt wird. Doch wurden in allen Fällen, die für Aufnahmen und definitive Bestimmungen dienten, vorsichtshalber die beiden Röhrenschenkel *A* und *B*, wie das Kohlereservoir *R* dauernd und schon geraume Zeit vor den Aufnahmen bzw. Beobachtungen gekühlt.

In sehr engen Röhren (1 mm Öffnung und darunter) wird durch die Flasche das neue Spektrum undeutlicher gemacht und schließlich für das Auge durch einen kontinuierlichen Grund ersetzt, von dem die Serienlinien (teilweise unscharf geworden) sich abheben. In den sehr weiten Röhren dagegen ist das neue Spektrum zwar bei einfachem Induktionsstrom im Verhältnis zu den Serienlinien undeutlich; es wird in diesen Röhren aber sehr hell bei Einschaltung der Flasche, und zwar steigert sich seine Helligkeit außerordentlich viel mehr als die der Serienlinien. Infolgedessen fallen die spektrographischen Aufnahmen in den weiten Röhren viel besser aus: die Serienlinien erscheinen auf den Platten auch bei langen Expositionen viel weniger verdickt als bei den engen Röhren, und die Aufnahmen sind frei von den Umkehrungserscheinungen und den Höfen, die um die verdickten Linien bei Kapillaren auftreten. Daher sind die an die Serienlinien, z. B. an *D₈*, nahe herantretenden neuen Linien bei Flaschenaufnahmen viel deutlicher erkennbar, auch bei der direkten visuellen Beobachtung des Spektrums, wo sie infolge des geänderten Helligkeitsverhältnisses von den starken Serienlinien weit weniger überglänzt werden als im Spektrum sehr enger Röhren.

Die Leuchtfarbe des Gases ist bei den Flaschenentladungen nicht mehr goldgelb, sondern chamoisrosa. Läßt man die Entladung des Induktoriums ohne Flasche durch die Röhren gehen, schaltet aber eine nicht zu kleine Luftstrecke ein, so ist die Farbe der Entladung zwischen den beiden Polen in der ganzen Röhre pfirsichblüt-rötlich, wie bei verdünnter Luft. Das Spektrum stimmt mit dem Flaschenspektrum dann im wesentlichen überein, nur ist die Lichtstärke des neuen Spektrums dann absolut und auch relativ (zu den Serienlinien) geringer als bei Flasche.

Ohne Flasche und ohne Luftfunken kann man auch in einem weiten Rohrteil das neue Spektrum in allen seinen wesentlichen Partien hell wahrnehmen, wenn man das Licht um die Kathode untersucht. Es entspricht dies der von mir schon vor längerer Zeit bei anderen Gasen festgestellten Erscheinung, daß an der

Kathode die induzierte Entladung sich so verhält, als wenn sie dort aus sehr engen Poren (kapillaren Röhrchen) austreten würde. Gleichzeitig reagiert dort die Entladung gegen kleinste Beimengungen in sehr empfindlicher Weise durch Änderungen im Spektrum und in der Färbung viel mehr als im positiven Glimmlicht. In möglichst reinem Helium zeigt die dritte Schicht des Kathodenlichts, die durch Diffusion der eigentlichen Kathodenstrahlen entsteht ¹⁾, bei relativ starkem Druck purpurrote Farbe, bei fallendem Druck die Farbe der roten Entladung in Argon bis herab zur leicht bläulich rötlichen Blütenfarbe der Kornrade, während die laubgrüne Färbung, die man bei sehr geringem Druck am Kathodenlicht des Heliums beobachtet, den nicht diffundierten eigentlichen Kathodenstrahlen (K_2 -Strahlen) zukommt.

Was nun die Zugehörigkeit des neuen Spektrums betrifft, so ist es mir vorläufig am wahrscheinlichsten, daß es dem Helium angehört und zu dem Serienspektrum in demselben Verhältnis steht, wie das zweite Spektrum des Wasserstoffs zum Serienspektrum dieses Gases. Lehnt man diese Deutung ab, so müßte es als das Bandenspektrum eines neuen Elementes betrachtet werden, dessen Serien- bzw. Linienspektrum wieder unbekannt wäre. Die Analogie zu dem zweiten Wasserstoffspektrum bezieht sich auch auf den Habitus, und ich halte es für möglich, daß diejenigen, die das zweite Wasserstoffspektrum nicht als ein Bandenspektrum, sondern als ein „Viellinienspektrum“ bezeichnen, die letztere Bezeichnung auch auf große Bezirke des neuen Heliumspektrums anwenden werden. Denn in relativ ausgedehnten Partien dieses Spektrums finden sich Maxima, die nicht zu abgeschatteten Banden geordnet sind, auf dunklem Grund als einzelne Linien oder in großer Zahl zu dicht gedrängten Gruppen vereinigt nebeneinander.

Zu erwähnen ist noch, daß das neue Spektrum um so mehr gegenüber den Serienlinien an Helligkeit zunimmt, je größer bis zu einer gewissen Grenze die Dichte des Gases ist. Die relativ geringe Helligkeit, die es umgekehrt bei geringen Gasdichten, besonders ohne Flasche, im Verhältnis zu den Serienlinien zeigt, dürfte ebenfalls zu den Gründen gehören, die seine Auffindung hintangehalten haben, denn die vom Handel gelieferten Spektralröhren sind ja allermeist unter sehr geringen Drucken gefüllt.

¹⁾ E. GOLDSTEIN, Wied. Ann. d. Phys. 67, 84, 1899.

Ich lasse nun eine Beschreibung des Spektrums folgen, in Anlehnung speziell an seine Erscheinungsform in 12 mm weiten Röhren bei relativ hohen Drucken (30 bis 50 mm) und Flasche. Dabei verweise ich auf die diesem Aufsatz beigegebenen, etwa $2\frac{1}{2}$ -fach vergrößerten Kopien von photographischen Aufnahmen des Spektrums. Es gelang nicht, auf einer einzigen Platte das sichtbare Spektrum in allen Teilen gleich deutlich und detailliert wiederzugeben. Die beigegefügte Tafel ist in ihren fünf Abschnitten aus Teilen von vier Aufnahmen zusammengesetzt. Abschnitt I und III (Rot und Blau) sind mit einer Panchromatic B-Platte von WRATTEN und WAINWRIGHT (Croydon) dargestellt. Abschnitt II (Grün) wurde mit einer für Grün besonders sensibilisierten Platte aufgenommen, welche der bekannte Photochemiker Herr Dr. ARTHUR TRAUBE-Berlin gütigst für mich präpariert hatte. Für Abschnitt IV (äußerstes Violett) und V (Ultraviolett) dienten gewöhnliche Agfa-Platten. Die Aufnahmen I bis IV wurden bewirkt mittels eines Spektrographen von SCHMIDT und HAENSCH (KIRCHHOFF-BUNSENScher Spektralapparat mit Kamera an Stelle des Okulars), der ein Rutherfordprisma enthielt. Das Kameraobjektiv war für die Aufnahmen durch ein Teleobjektiv von ZEISS ersetzt. Die sonst nur 3,6 cm lange Abbildung des sichtbaren Spektrums (λ 800 bis 400) wurde durch das Teleobjektiv auf 7,6 cm vergrößert und zeigte für nahe benachbarte Linien noch gute Sonderung. Die Spaltweiten waren bei Abschnitt I und III 0,02 mm, bei II 0,04 mm, bei IV 0,03 mm und bei V 0,01 mm. Die kleine Spaltweite bei V wurde gewählt, um bei dem mit einfachen Linsen versehenen Quarzspektrographen, der für die Aufnahme dieser Partie diente, möglichste Schärfe zu erzielen; bei II und IV wurde durch die gegen I und III etwas vergrößerte Spaltweite allzu langen Expositionen vorgebeugt. Bei I und III entsprechen die unteren Bilder einer kürzeren Exposition, geben aber, da noch keine Verdickung der lichtstärksten Linien in der Abbildung erfolgt ist, manches Detail deutlicher. Der ultraviolette Teil des Spektrums ist dargestellt, soweit er von Uviolglas durchgelassen wird. Für seine Aufnahme waren Röhren hergestellt von gleicher Form wie Fig. 2a, bei denen aber die vordere Kappe der Glaskugel aus Uviolglas bestand. Bei den mit dem Glasspektrographen aufgenommenen Abschnitten I bis IV wurde eine von dem Prisma ins Gesichtsfeld gespiegelte Skala mitphotographiert. In diesen

Aufnahmen können also die Wellenlängen der einzelnen Linien direkt abgelesen werden. Über die Aufnahme des Ultravioletts sind zur Orientierung die Wellenlängen einiger Serienlinien eingetragen.

Das neue Spektrum beginnt für die visuelle Beobachtung im Rot jenseits C, bei λ 659¹⁾. (Die Platten zeigen bei Dauerexpositionen noch schwache Linien bei etwa 662, 664, 670 und 690.) Dann folgen hinter einer schwachen Doppellinie 650 zwei äußerst zierliche, nur durch die helle rote Linie 639,5 getrennte Gitter aus 7 bzw. 8 gleichbreiten, äquidistanten Linien. Die 7 Linien des ersten Gitters bilden vielleicht eine Bande mit der hellen Linie 639,5 als Kante. Die Gitterlinien erstrecken sich bis nahe 630²⁾. Auf drei locker gestellte äquidistante schwache Linien (etwa 630,5 — 629,3 — 628) folgt bei 626 ein hellerer, unscharfer, mindestens dreifacher schmaler Streif, dann auf ein schwaches Dublet 624 der helle mehrfache Streif 622; nach einigen schwachen Einzellinien folgt bei 515 — 13 ein vierfacher Streif (zwei helle Linien ein schwaches Dublet einschließend), dann nach einem bis gegen 610 reichenden lichtschwachen Gitter aus dichten feinen Linien ein Doppelstreif bei 610 aus zwei gleich hellen, relativ breiten Komponenten, die in einem stärkeren Apparat aber selbst wieder als Aggregate von feinen Linien erscheinen. Hinter einem mäßig hellen Felde 609,5 bis nahe 604, das auf dem Negativ in neun feine Linien zerfällt, erkennt man von 604 bis 595 ein Dutzend Linien, die Mehrzahl aber selbst enge Dublets. An zwei sehr schwache und zwei hellere Linien (die letzteren beiden bei 592,8 und 591,4) schließt sich eine um 590 gelagerte enge Gruppe von fünf Linien. Dicht hinter der Serienlinie D, (λ 587,6) liegt im neuen Spektrum die schwache Linie 587,5, dann die verhältnismäßig helle (doppelte?) Linie 586; weiterhin lassen sich bis 570 22 feine Linien (8 von ihnen hell) unterscheiden. Dann folgt auf ein für die direkte Beobachtung ganz

¹⁾ Die Angaben der Wellenlängen beruhen auf Ablesungen mittels der gespiegelten und mitphotographierten Skala. Wieweit die Skala solche Ablesungen gestattet, läßt sich an der Tafel durch die Stellung der bekannten Serienlinien (z. B. 667,8 — 587,6 — 501,6 — 447,2 — 438,8 — 402,6) einfach kontrollieren. Später soll eine vollständige Tabelle der Wellenlängen auf Grund mikroskopischer Ausmessung der Platten gegeben werden.

²⁾ Die erste, sehr schwache Linie des zweiten Gitters ist auf der Tafel nicht erkennbar.

dunkles Intervall, in welchem nur am Negativ zwei ganz schwache Linien erkennbar sind, die für das Spektrum höchst charakteristische gelbgrüne Bande, welche hinter der hellen Kante 573 sich in 14 Linien bis 562,5 auflöst. Die ersten acht von ihnen sind zu engen Paaren geordnet. Die helle Kante selbst ist in mehrere dicht gedrängte feine Linien aufzulösen. Es folgt dann ein im Spektrum weiter Röhren bis 538 sehr wenig erhellter Raum. Er ist bei engen Röhren reicher detailliert, als es die vorliegende Aufnahme an einem 12 mm weiten Beobachtungsröhr zeigt. Die beiden Linien 533,5 und 527,8 schließen zwischen sich neun lichtschwächere (davon drei sehr matte) Linien ein. Nun folgt eine grüne von 525,7 bis 510,8 sich erstreckende reich differenzierte Doppelbande, deren Helligkeit nach Rot abgeschattiert ist, und deren Kanten bei 510,8 und 514 liegen. Das Feld der breiteren Bande läßt auf dunklem Grunde etwa 20 Linien erkennen (einige in engen Dublets stehend), deren letzte 527,8 ist, das engere Feld (510,8 bis 514) teilt sich in fünf Linien. Es folgt mit der Kante 505,8 ein nach Rot abgeschattiertes bandenartiges Feld, in welchem an die helle Kante sechs mattere nahe äquidistante Linien sich anschließen, dann die drei hellen Serienlinien 504,8 — 501,6 — 492,2. Zwischen den ersten beiden liegt ein Gitter von fünf äquidistanten gleichhellen Linien; zahlreiche, aber äußerst lichtschwache Linien differenzieren das matte Feld zwischen der zweiten und dritten Serienlinie.

Von etwa 480 ab steigt die Helligkeit des Spektrums wieder an, und etwa 30 zum Teil (14) sehr kräftige Linien bilden das breitere Feld einer wieder sehr charakteristischen, nach Rot abgeschattierten blauen Doppelbande, deren erste Kante bei 465 liegt, während die zweite in sechs helle und einige schwache Linien zerfallende schmale Bande ihre Kante bei etwa 462,5 hat. Bis zur Linie 443 folgen außer der starken Serienlinie 447 noch zahlreiche Linien, die mit Ausnahme des hellen kantenartigen Maximums 454,7 und der beiden Linien 448,8 und 448,1 für die direkte Beobachtung nur bei etwas erweitertem Spalt gut erkennbar sind. Die Platte gibt sie sämtlich leicht wieder. Auch für das Auge hell sind die linienreichen Gruppen von 443 bis zur Serienlinie 439. Dagegen sind, abgesehen von einigen in diesen Bezirk fallenden relativ hellen Serienlinien, für die direkte Beobachtung unwahrnehmbar die im äußersten Violett auf Abschnitt IV der Tafel abgebildeten zahl-

reichen Maxima zwischen 439 und der Serienlinie 396, und natürlich auch unsichtbar die ganz im Ultraviolett liegenden Maxima des Abschnitts V der Tafel. Das Bandenspektrum ist auf den Platten bis etwa λ 297 zu verfolgen; die noch weiter abwärts liegenden beiden hellen Linien der Tafel sind Serienlinien. Sehr deutlich ist auch in diesem Teil des Spektrums das Auftreten von Doppelbanden. Mindestens für die Mehrzahl der letzteren ist aber der Abstand der beiden Kanten kleiner als im direkt sichtbaren Teil.

Von Beimengungen fremder bekannter Gase ist an dem möglichst gereinigten Gase, wie die Platte durch die schwachen Linien 656 und 486 zeigt, noch eine sehr geringe Menge Wasserstoff vorhanden. Außerdem zeigten sich an Helium von beliebiger Provenienz bei längeren Aufnahmen an engen Röhren drei Linien im Grün (546 — 544 — 542) und drei im Blau (482 — 481 — 480), die nicht merklich von der Lage der hellsten Chlorlinien abweichen. Sie beruhen wohl nur auf der Erhitzung der Glaswand, aus deren NaCl-Gehalt Chlor frei werden kann. —

Indem ich diese Mitteilung schließe, möchte ich allen den Herren herzlich danken, die mich durch Gewährung von Material bei meiner Untersuchung unterstützt haben.

Physikalisches Laboratorium der Berliner Sternwarte.

389

Amold

***Erforschung der Molekularkräfte
durch Störung des molekularen Gleichgewichtes
bei flüssigen Kristallen;
von O. Lehmann.***

(Eingegangen am 10. Mai 1913.)

Ein Stoff ist flüssig, wenn seine Elastizitätsgrenze Null ist, d. h. wenn er auch nicht die geringste elastische Spannung dauernd zu ertragen vermag. Die praktische Bestimmung der Elastizitätsgrenze ist mit Schwierigkeiten verbunden. Die beste Methode, welche ich auffinden konnte, ist die folgende: In einer flachen, kreisförmigen Schale aus Eisen (Fig. 1) befinde sich, auf Quecksilber schwimmend, der zu untersuchende Stoff in Form einer Platte, welche sowohl am Rande der Schale, wie an der in der Mitte angebrachten drehbaren Welle haftet. Letztere werde mittels einer aufgewickelten Schnur durch eine an dieser ziehende Kraft K gedreht. Auf die Platte seien gleich weit abstehende Radien aufgezeichnet. Innerhalb des punktierten Kreises vom Radius ϱ übersteige die Schubkraft die Elastizitätsgrenze. Nach längerem Warten wird man dann finden, daß sich innerhalb des Kreises ϱ die aufgezeichneten Radien, wie die Figur andeutet, zu Spiralen verbogen haben, um so stärker, je länger der Versuch dauerte, während außerhalb des Kreises nur eine kaum merkliche Krümmung eingetreten ist, die überdies nach Beseitigung der Kraft K wieder verschwindet.

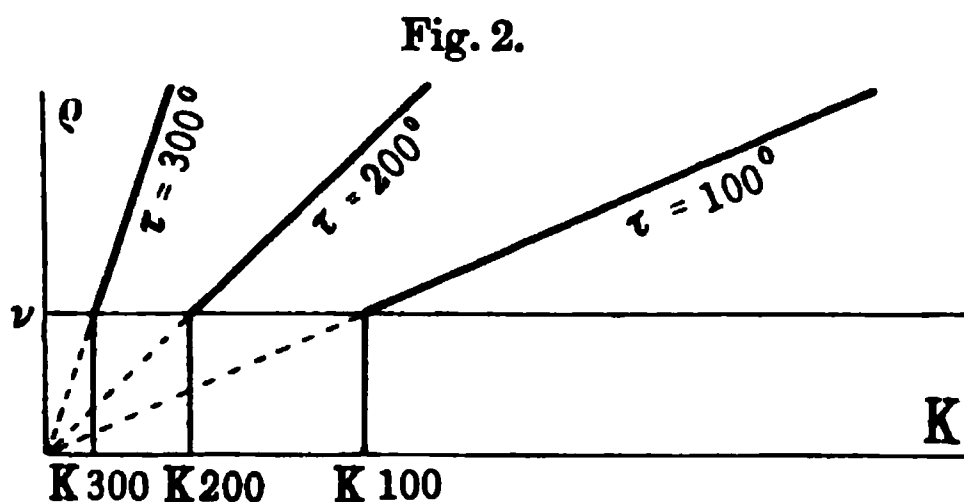
Fig. 1.

Wird letztere stetig vergrößert, so muß ϱ annähernd proportional wachsen, so daß die graphische Darstellung der Beziehung zwischen ϱ und K eine gerade Linie durch den Nullpunkt (Fig. 2) ergeben würde, deren Anfang aber nicht dort, sondern

im Abstand ν von der K -Achse liegt, wenn ν den Radius der Welle bedeutet. Für $\varrho = \nu$ ist die Spannung der Schnur K gerade gleich der Elastizitätsgrenze, welche mit K bezeichnet werden möge.

Verwendet man eine amorphe, pechartige Masse (z. B. Marineleim), deren Konsistenz mit steigender Temperatur abnimmt, so ergibt die graphische Darstellung um so steilere Richtung der Geraden (Fig. 2), je höher die Temperatur ist, dementsprechend um so kleinere Werte der Elastizitätsgrenze (K_{100} , K_{200} , K_{300} ...), bis schließlich letztere zu Null wird. Die dann herrschende Temperatur wäre als der Verflüssigungspunkt der pechartigen Masse zu bezeichnen.

Bei der wirklichen Ausführung solcher Versuche stieß ich auf die Schwierigkeit, daß die Temperatur des verfügbaren Raumes zu großen Schwankungen unterworfen war, so daß schon aus diesem Grunde eine genügend scharfe Grenze zwischen dem Gebiet der vollkommen elastischen und dem der bleibenden Deformation nicht erzielt werden konnte. Es mögen aber noch andere Gründe



bestehen, z. B. die komplizierte Zusammensetzung der pechartigen Masse und die durch die Zugspannungen hervorgebrachte Verdünnung der Masse in der Nähe von ϱ und ihre Verdickung in-

folge des Druckes der (sich gewissermaßen auf die Welle aufwickelnden) Fäden in der Nähe von ν , die grundsätzlich eine Bestimmung der Elastizitätsgrenze (falls sie überhaupt existiert) auch auf solchem Wege unmöglich machen.

Noch schwieriger gestalten sich die Untersuchungen über das Vorhandensein einer Elastizitätsgrenze bei kristallinen Körpern, bei welchen früher die Möglichkeit plastischer Deformation, als unverträglich mit der Raumgittertheorie (sowie mit den Theorien der Polymorphie und Amorphie) überhaupt geleugnet wurde. Zuerst beobachtete ich wahre, d. h. nicht mit Zertrümmerung, wohl aber mit stetiger Störung des Raumgitters (d. h. der Auslöschungsrichtungen) verbundene plastische Deformation bei

Ammoniumnitrat¹⁾. Die fünf festen Modifikationen desselben, welche ich auffand²⁾, erwiesen sich dabei um so weicher, je höher die Temperaturgrenzen ihres Existenzbereiches lagen. Die graphische Darstellung der Werte von ρ würde also hier etwa das Schema Fig. 3 ergeben müssen, dessen quantitative Feststellung wegen der Notwendigkeit langdauernder Konstanthaltung der Temperatur wieder auf große Schwierigkeiten stößt. Solche würde nun aber möglicherweise ergeben, daß die reguläre Modifikation überhaupt keine Elastizitätsgrenze mehr besitzt, daß ihre Kristalle somit nicht mehr als fest, sondern als flüssig zu bezeichnen wären, wie ich es zuerst von den Kristallen der regulären Modifikation des Jodsilbers vermutete³⁾. Die Existenz flüssiger Kristalle steht im Widerspruch zu gewissen Grundlehren der physikalischen Chemie⁴⁾. Schon aus diesem Grunde wäre also deren Nachweis von erheblicher Wichtigkeit.

Fig. 3.

Ob nun die untersuchte Substanz wirklich kristallinisch oder amorph ist, läßt sich leicht ermitteln, indem man sie aus ihrer Schmelze oder Lösung entstehen läßt. Nur im ersteren Falle bilden sich einzelne (anisotrope) Individuen, welche wachsen und schließlich, in Berührung kommend, als Felder von verschiedener Orientierung erscheinen, wie sie in Fig. 4 durch Schraffierung angedeutet sind. Ob aber

¹⁾ ZS. f. Kristallogr. 1, 110, 1877. Über die Lage der Auslöschungsrichtungen bei ringförmig zusammengebogenen Kristallen von Quecksilberorthoditolyl siehe a. a. O. 10, 7, Fig. 39, 1885. Besonders leicht entstehen (von selbst) stetig gekrümmte Kristalle bei Metanitroparatoluidin.

²⁾ ZS. f. Kristallogr. 1, 97, 1877; Ann. d. Phys. (4) 21, 181, 1906.

³⁾ ZS. f. Kristallogr. 1, 121, 492, Anm., 1877; Wied. Ann. 24, 23, 1885; Molekularphysik 1, 826, 1888; ZS. f. phys. Chem. 4, 462, 1889; Die neue Welt der flüssigen Kristalle 1911, S. 154 u. ff.

⁴⁾ Siehe W. Nernst, Theoret. Chem., S. 666, 7. Aufl., 1913, und meine Erwiderung in den Verh. d. Karler. naturw. Ver. 25, 1913 (Flüssige Kristalle, Molekularstruktur und Molekularkräfte).

die Elastizitätsgrenze einer solchen kristallinen Masse Null ist, kann (beispielsweise in den beiden genannten Fällen, welche zuerst zur Vermutung der Existenz flüssiger Kristalle Anlaß gegeben hatten) wegen der schon erwähnten Schwierigkeiten meist nicht nachgewiesen werden.

In gewissen Fällen lassen sich diese aber umgehen, insofern man gar nicht nötig hat, den Versuch auszuführen, vielmehr ohne weiteres aus dem Auftreten der spontanen Homöotropie (welche ich zuerst bei Ammoniumoleat auffand¹⁾) schließen kann, daß seine Ausführung notwendig das Ergebnis haben müßte, die Elastizitätsgrenze des betreffenden Stoffes sei Null. Diese spontane Homöotropie besteht darin, daß, selbst wenn sich zunächst eine

Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

Felderteilung wie Fig. 4 hergestellt hat, dieselbe von selbst verschwindet und, abgesehen von verschiedenen Störungen, durch einheitliche anisotrope Struktur (Fig. 5) ersetzt wird.

Vom Standpunkte der Annahme, die Materie sei ein Kontinuum, läßt sich der Vorgang nicht verstehen, sondern nur auf Grund der Annahme der Molekularhypothese; er bildet somit einen Beweis für diese²⁾. Er stellt aber ein neues physikalisches Faktum dar, welches sich nicht ohne weiteres aus den bisherigen Molekulartheorien ergibt und Vervollständigung derselben verlangt.

Daß die spontane Homöotropie das Vorhandensein einer Elastizitätsgrenze ausschließt, ergibt eine einfache Überlegung. Die elastische Reaktionskraft, z. B. bei Drehung der Welle bei dem

¹⁾ ZS. f. phys. Chem. 18, 91, 1895.

²⁾ Über andere Beweise für die Existenz der Moleküle siehe meine Abhandlung in den Verh. d. Karler. naturw. Ver. 25, 41, 1913.

Apparat Fig. 1, wird dadurch geweckt, daß die Moleküle aus ihrer Gleichgewichtslage herausgezerrt oder herausgedreht werden. Die spontane Homöotropie gestattet eine solche Strukturänderung nicht. Wäre diese auch in einem bestimmten Moment entstanden, so würde sie (eben infolge der spontanen Homöotropie) alsbald wieder verschwinden, die Moleküle würden sich ganz von selbst wieder parallel richten und damit wäre die Ursache der elastischen Reaktion beseitigt. Mit voller Sicherheit kann man deshalb sagen, die zusammenfließenden Kristalle des neutralen Ammoniumoleathydrats haben keine Elastizitätsgrenze, sie sind flüssige Kristalle ¹⁾.

Freilich haben diese flüssigen Kristalle keine so regelmäßige Struktur wie modellartig ausgebildete Kristalle mineralogischer Sammlungen. Selbst wenn sie im ersten Moment der Bildung regelmäßige Raumgitterstruktur besitzen, was nicht unwahrscheinlich ist, insofern die äußere Form das Vorhandensein einer zweizähligen Symmetrieachse erkennen läßt, muß diese Struktur doch beim Zusammenfließen verloren gehen, da die molekulare Richtkraft beträchtlich anisotrop ist. Ich schließe dies daraus, daß die durch Zusammenfließen gebildeten Individuen keine zweizählige Symmetrieachse mehr besitzen, sondern meist kreisrunden Querschnitt, und daß sie sich so verhalten, als beständen sie aus blättchenförmigen Molekülen (senkrecht zur optischen Achse), deren Flächen sich leicht parallel richten, während Parallelrichtung der Kanten nicht stattfindet. Vielleicht genügt schon die thermische Bewegung, die Orientierung der Kanten zu einer unregelmäßigen und beständig wechselnden zu machen, während sie nicht zu hindern vermag, daß die Flächen parallel bleiben ²⁾. Ich habe diese Molekularanordnung halbisotrop (früher pseudoisotrop) genannt, weil sie die Mitte hält zwischen der regelmäßigen Raumgitterstruktur der

¹⁾ Ein neuerdings geltend gemachter Einwand von A. MŁODZIEJOWSKI, ZS. f. Kristallogr. 52, 1, 1913, die fraglichen Gebilde seien nicht homogen, sondern chemisch heterogen, ist, wie ich an anderer Stelle (Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 1913) gezeigt habe, irrig und kann mit aller Präzision widerlegt werden.

²⁾ Hierauf weist namentlich eine von CH. MAUGUIN, C. R. 154, 1359, 1912, gemachte Beobachtung über szintillierende Aggregatpolarisation bei pseudoisotropem Paraazoxyanisol hin, welches in Wirklichkeit (O. LEHMANN, Ann. d. Phys. (4) 2, 671, 696, 1900, und F. WALLERANT, C. R. 148, 1291, 1902) optisch zweiachsig ist.

festen Kristalle und der völlig regellosen Molekularanordnung bei gewöhnlichen amorphen Flüssigkeiten.

Auch diese halbisotrope Struktur ist nur bei relativ kleinen Individuen eine homogene. Bei größeren Massen treten mannigfache Diskontinuitäten auf, die dadurch bedingt sein können, daß sich, wie Fig. 6 andeutet, an einzelnen Stellen die Moleküle in Zwillingsstellung aneinanderlagern oder daß sich Fächerstrukturen ausbilden, wie sie die Fig. 7 bis 9 zeigen.

Alle diese Strukturen, sowohl die homogenen wie die diskontinuierlichen, sind als stabile Gleichgewichtslagen der Moleküle zu bezeichnen, denn sie stellen sich nach (nicht zu weit gehender) Störung durch fremde Kräfte von selbst wieder her. Würde nicht die Thermodynamik (oder richtiger die kinetische

Fig. 7.

Fig. 8.

Fig. 9.

Theorie) eine beständige lebhafteste Bewegung der Moleküle erfordern, die allerdings bei flüssigen Kristallen noch nicht durch Wimmelbewegung (BROWNSCHE Bewegung) feiner, darin schwebender Partikelchen nachgewiesen werden konnte, so möchte man an ein statisches Gleichgewicht der Moleküle etwa unter dem Einfluß elektrostatischer und elektrodynamischer Kräfte¹⁾ denken. Der Unterschied zwischen festen und flüssigen Kristallen muß wohl darin beruhen, daß bei letzteren die Moleküle unter dem Einfluß der thermischen Bewegung von Ort zu Ort wandern können (falls Ungleichheiten dieser Bewegung, wie sie für Diffusion nötig sind, auftreten), während dies bei festen Kristallen nicht möglich ist (sofern man feste Lösungen als ausgeschlossen betrachtet), wenigstens nicht, ohne daß ein die Elastizitätsgrenze übersteigender Zwang auf dieselben ausgeübt wird.

¹⁾ Phys. ZS. 10, 553, 1909; 13, 550, Anm. 4, 1912.

In letzterem Falle, z. B. bei Biegung eines prismatischen Kristalles, bedingt das Wandern der Moleküle Verminderung (Relaxation) der elastischen Spannung unter Störung des Raumgitters, welches nunmehr auch verbogen zu denken ist, wie Fig. 10 andeutet. Bei entsprechender Verbiegung eines flüssigen Kristalles von Ammoniumoleat verschwindet infolge der spontanen Homöotropie die elastische Spannung alsbald vollständig und die Struktur wird fächerförmig, wie Fig. 11 zeigt. Ein vollkommener molekularer Gleichgewichtszustand ist damit allerdings nicht erreicht, denn man beobachtet solche verbogene flüssige Kristalle nur (z. B. bei Kontaktbewegung am Rande des Präparates) momentan da, wo der hydrodynamische Druck sie zwingt, gekrümmten Strömungslinien zu folgen, oder wo sie am Glase anhaften usw. Frei-

Fig. 10.

Fig. 11.

schwebend nehmen sie (sofern nicht Zwillingsbildungen vorliegen) ebenso wie jedes durch Zerreißen eines Individuums entstandene Fragment von selbst normale Gestalt an. Bei flüssigen Kristallen erstreckt sich also das molekulare Gleichgewicht nicht nur auf die Struktur, sondern auch auf die Form. Ob hierbei auch Kapillardruck und Expansivkraft¹⁾ mit in Betracht kommen, ist fraglich. Jedenfalls herrscht bis heute über die Natur dieser molekularen Gleichgewichte und die Kräfte, welche dieselben bedingen, größte Unklarheit. Eine Hauptaufgabe der Molekularphysik scheint mir somit zu sein, die Natur und Wirkungsart jener Kräfte näher zu ergründen. Das gleiche Verfahren, das bei nichtmolekularen Kräften angewendet zu werden

¹⁾ Phys. ZS. 7, 722, 759, 1906. Die a. a. O. 12, 1035, 1911 gemachte Annahme hat sich als unhaltbar erwiesen.

pflegt, die Störung des Gleichgewichtszustandes durch bekannte fremde Kräfte, dürfte wohl auch hier zum Ziele führen.

Ein Fall dieser Art ist die Störung des molekularen Gleichgewichtes durch mechanische Kräfte. Wäre die Platte in dem Torsionsapparat Fig. 1 eine flüssig-kristallinische Masse und würde man die Drehung der Welle über eine gewisse Geschwindigkeit steigern, so müßten sich gemäß den bisherigen Beobachtungen über erzwungene Homöotropie die Molekülachsen in der Nähe der Welle alle der Drehachse parallel stellen, wie Fig. 12 andeutet, so daß also dort in einem ringförmigen Gebiet halbisotrope Struktur sich einstellen würde derart, daß die Richtung der optischen Achse mit der der Wellenachse übereinstimmt. Die Moleküle verhalten sich gewissermaßen wie Lenkrollen (Möbelrollen), indem sich die Achse, um welche sie sich am leichtesten drehen (Normale zur Blättchenfläche), senkrecht zur Verschiebungsrichtung stellt. Und ganz wie beim Verschieben einer mit Lenk-

Fig. 12.

rollen versehenen Rollkarre der Widerstand gegen die Verschiebung sofort abnimmt, sobald sich die Lenkrollen richtig eingestellt haben, wirken auch hier die parallel zur Ebene der Drehung eingestellten scheibenförmigen Moleküle gewissermaßen wie Friktionsrollen, so daß sich die innere Reibung vermindert. Die Grenze des halbisotrop gewordenen (in Fig. 12 punktierten) Gebietes ist der Ort, wo die Schubkraft gerade die molekulare Richt-

kraft übertrifft. Quantitative Versuche dieser Art könnten somit zu einer Schätzung der letzteren führen.

Durch Pressen der flüssig-kristallinischen Masse zwischen zwei Glasplatten wird bewirkt, daß sich die optische Achse senkrecht zum Glase stellt, d. h. daß die Flächen der molekularen Blättchen dem Glase parallel werden. Ebenso wirkt bei sehr dünnen Schichten oder in engen Kapillarröhren die Adsorptionskraft des Glases. Bringt man die Masse in einer solchen Röhre in Strömung, so bleiben bei mäßiger Geschwindigkeit die Interferenzstreifen im polarisierten Licht unverändert. Hieraus kann

man schließen, daß die Moleküle nicht Stäbchen sein können, denn solche müßten sich, da die Strömungsgeschwindigkeit in der Achse der Röhre größer ist als am Glase, schief stellen, wenn sie, wie im genannten Falle zutrifft, ursprünglich senkrecht zum Glase waren. Blättchen dagegen werden leicht aneinander gleiten, ohne ihre parallele Richtung zu verlieren. Tatsächlich kann man eine zwischen zwei Glasplatten befindliche flüssig-kristallinische Masse derart halbisotrop machen, daß die optische Achse senkrecht zum Glase steht, indem man die Platten langsam gegeneinander verschiebt. Bei größerer Strömungsgeschwindigkeit in der Kapillare müßte in der Nähe der Achse erzwungene Homöotropie eintreten, die Molekülachsen müßten sich um 90° drehen. Auch hier könnten quantitative Versuche zur Schätzung der molekularen Richtkraft führen.

Ein weiterer Fall der Störung des molekularen Gleichgewichtes ist der durch angrenzende anisotrope Platten¹⁾, doch fehlt hier die Kenntnis der einwirkenden Kraft.

Von besonderem Wert dürften dagegen Beobachtungen über die Störung des Gleichgewichtes durch magnetische Kräfte sein²⁾, die sich leicht beliebig abstufen lassen. Stärkere Oberflächenspannung, wie sie z. B. an der Grenze der flüssigen Kristalle gegen Luft auftritt, vermag ebenfalls die Anordnung der Moleküle zu stören, indem sie die molekularen Blättchen zwingt, sich der Oberfläche parallel zu richten. Da sich die Oberflächenspannung gegen die Mutterlauge durch geeignete Zusätze zu letzterer leicht ändern läßt, ist die Möglichkeit zu quantitativen Bestimmungen gegeben. Am auffälligsten sind die Störungen des molekularen Gleichgewichtes durch fremde Stoffe, welche Mischkristalle mit den flüssigen Kristallen bilden können, wozu wohl auch die Fälle des Aufquellens in Wasser oder anderen Flüssigkeiten zu rechnen sind. Auf Quellung beruht z. B. das Wachstum der Myelinformen³⁾ (z. B. wasserreicher Kristalle von neutralem Ammoniumoleathydrat) und der scheinbar lebenden Kristalle von Paraazoxyzimtsäureäthylester aus Monobromnaphthalin⁴⁾ (welche Lösungsmittel enthalten). Direkte Ursache ist

¹⁾ Siehe CH. MAUGUIN, C. R. 151, 886, 1910; 156, 1246, 1913.

²⁾ Siehe CH. MAUGUIN, ebenda 152, 1680, 1911.

³⁾ Siehe Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. d. Wiss. 1913. (Im Druck.)

⁴⁾ Ann. d. Phys. (4) 19, 22, 407; 20, 63, 1906.

wohl zum Teil Verminderung des Kapillardruckes da, wo die Quellung eintritt (vgl. Wied. Ann. 43, 516, 1891), zum Teil die Kristallisationskraft. Die Verdrillung der Myelinformen entspricht der Verdrehung der Struktur bei Mischkristalltropfen (Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 1911, Nr. 22, Taf. 7 u. 8), welche deren Rotation bedingt¹⁾.

***Berichtigung zur Arbeit: Über anomale Dispersion
im Gebiet kurzer elektrischer Wellen;
von Fritz Eckert.***

(Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 307, 1913.)

Bei der Zusammenstellung der bisher im Gebiet elektrischer Wellen gemessenen Werte der Brechungsexponenten von Wasser²⁾ habe ich versehentlich nur den ersten von Herrn COHN bestimmten Wert angeführt. In einer späteren Arbeit hat Herr COHN in Gemeinschaft mit Herrn ZEEMAN³⁾ den Brechungsexponenten des Wassers mit viel größerer Genauigkeit für die Wellenlängen 155 cm, 376 cm und 562 cm gemessen und keine Dispersion in diesem Spektralbereich beobachtet. Der gemeinsame Wert wurde zu $n = 8,91$ für 17° bestimmt.

¹⁾ Von Interesse wäre insbesondere auch näheres Studium der quellbaren Eiweißkristalle (siehe SCHIMPER, ZS. f. Kristallogr. 5, 131, 1881; ST. BONDZYNSKI und L. ZOJA, ZS. f. physiol. Chem. 19, 1, 1894) und der Blutkristalle (Hämoglobinkristalle), siehe A. ROLLETT, Sitzungsber. d. Wien. Akad. d. Wiss. 46 [2], 65, 1862. Erhalten bleibt die Kristallstruktur bei den Zeolithen (F. RINNE, Fortschr. d. Min. 3. 159, 1913, bei der Wanderung der Silberionen im Jodsilber (Wied. Ann. 38, 396, 1889) und bei der Färbung der Kristalle durch Radiumstrahlen (C. DOELTER, Das Radium und die Farben, Dresden 1910).

²⁾ Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 321 u. Fig. 9; Dissert., S. 26 u. Kurve V.

³⁾ E. COHN u. P. ZEEMAN, Wied. Ann. 57, 15, 1896.

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

15. Juni 1913.

Nr. 11.

Über den Einfluss räumlicher Ladung auf Schichten und Schichtenbildung;

von R. Reiger.

(Eingegangen am 27. März 1913.)

Bei den im folgenden mitgeteilten Beobachtungen über Schichtenbildung handelt es sich um das genauere Studium von Beobachtungen, die bei früher angestellten Versuchen gelegentlich gemacht wurden. Die Beobachtungen beziehen sich auf Luft und Wasserstoff, der allerdings nicht vollkommen rein war, da Fettschliffe verwandt und die Quecksilberdämpfe nicht abgehalten wurden. Beobachtungen über Schichtenbildung finden sich in der gesamten Literatur über Entladungen zerstreut. Es mag daher wohl die eine oder andere der hier angeführten Erscheinungen schon an anderer Stelle beschrieben sein.

GEHLHOFF¹⁾ hat vor einiger Zeit eine Reihe von Beobachtungen über Schichtenbildung mitgeteilt. Dabei wird auch erwähnt, daß die Schichtenbildung stets an dem FARADAYschen dunkeln Raume einsetzt. In einer früheren Arbeit²⁾ habe ich darauf hingewiesen, daß dies ebenso der Fall ist hinter Sonden im Raume gegen die Anode. Mitunter treten gleichzeitig zu Beginn des FARADAYschen Dunkelraumes und nach den

¹⁾ G. GEHLHOFF, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 960, 1912.

²⁾ R. REIGER, ebenda 15, 271, 1913.

typischen Störungserscheinungen der Sonde einige Schichten, mehr oder weniger stark angedeutet, auf, mitunter beobachtet man mit sinkendem Druck das Einsetzen der Schichtenbildung zunächst nur an einer der beiden Stellen. Wird die Sonde aus dem Entladungsröhr entfernt¹⁾, so verschwinden die Schichten und die positive Säule ist in ihrer ganzen Ausdehnung ungeschichtet, wenn nicht bereits an dem FARADAYSchen Dunkelraume Schichtenbildung eingesetzt hat. Diese wird durch Einführung und Entfernung der Sonde nicht beeinflußt.

Wird bei tiefen Drucken, bei denen die ganze positive Säule geschichtet ist, eine Sonde in den dunkeln Raum zwischen zwei Schichten eingeführt, so rückt der Schichtenkopf, der nach der Sonde gegen die Anode zu folgt, gegen die Sonde zu vor. Dient als Sonde ein dicker Stab, so rückt der Schichtenkopf an die Sonde selbst. Bei dünneren Stäben ist die Verschiebung kleiner, doch beträgt sie selbst bei einem Glasstab von 0,13 mm Durchmesser noch einige Millimeter²⁾.

Die Verschiebung beschränkt sich nicht auf diese Schicht allein. Bei Einführung dickerer Stäbe war fast stets nur eine Verschiebung aller Schichten zwischen Anode und Sonde, nicht aber der Schichten zwischen Sonde und Kathode bemerkbar³⁾. Bei der dünnen Sonde (aus Glas) treten die Verschiebungen nicht so deutlich hervor. In diesem Falle läßt sich aber der Einfluß der Sonde auf die Lage der Schichten sehr schön zeigen, wenn durch einen Stoß gegen die Glaswand der Glasfaden in Schwingungen versetzt wird. Es treten dann, den Schwingungen des Stabes entsprechend, periodische Lagenänderungen der Schichten zwischen Anode und Sonde auf, die den Eindruck des Flackerns machen. Ein schwaches Vibrieren ist in diesem Falle übrigens auch für eine, eventuell mehrere Schichten nach der Kathode zu wahrzunehmen. Für die weiter nach der Kathode zu ge-

¹⁾ Über Entfernung der Sonde aus dem Röhr s. l. c. S. 273.

²⁾ In diesem Falle wurde ein Glasfaden statt eines Metalldrahtes benutzt, da letzterer bei der Einführung leicht Verbiegungen erfährt. Vgl. l. c. S. 276.

³⁾ Bei sehr starken Stäben können übrigens Deformationen aller Schichten nach der Anode und Kathode zu auftreten. Bei Wasserstoff genügte zu einer starken Deformation der Schichten in einem gewissen Druckbereich schon die Anwesenheit des seitlichen Ansatzrohres, das zur Einführung der Sonde diente.

legenden Schichten war eine merkliche Bewegung nicht zu beobachten.

J. J. THOMSON¹⁾ weist in einer Arbeit über Schichtenbildung darauf hin, daß eine starke negative Ladung an dem Schichtenkopf vorhanden ist, und spricht dort aus, daß die Anhäufung negativer Elektrizität an dem Schichtenkopf ihm der wichtigste Faktor für die Erzeugung der Schichten scheint.

Die hier mitgeteilten Beobachtungen weisen darauf hin, daß die Schichtenbildung stets an den Stellen einsetzt, an denen räumliche Ladungen von vornherein vorhanden sind, d. h. am Ende des FARADAYSchen Dunkelraumes und an der Anodenseite der Sonde.

Daraus erklärt sich das Vorrücken des Schichtenkopfes gegen die Sonde. Schwingt der dünne Glasstab, so ändert auch die an ihm sitzende Ladung ihre Lage im Raume und dementsprechend ändern die Schichten an der Anodenseite ihre Lage, da durch die Lage der vorhergehenden Schicht die der folgenden bestimmt ist. Wenn bei Einführung dicker Stäbe nur eine Verschiebung für die Schichten zwischen Sonde und Anode eintritt, so scheint mir das dafür zu sprechen, daß die große Dichte der Ladung an der Sonde gleichsam als der Ausgangspunkt einer neuen Schichtenbildung die vorhergehenden Schichten vor der Verschiebung schützt. Die Ladung an dem dünnen Glasstab ist offenbar nicht groß genug, um dies zu bewirken. Die Schichten in größerer Entfernung gegen die Kathode zu schützt die Ladung des FARADAYSchen dunkeln Raumes.

Das Bestreben des Schichtenkopfes, mit seiner negativen Ladung in die Nähe der Sonde mit ihrer nach der Anode zu positiven Ladung zu rücken, ist wohl nicht als elektrostatische Anziehung anzusehen, sondern als Effekt der die Schichtenbildung begünstigenden Wirkung der räumlichen Ladung an der Sonde. Das Vorzeichen der Ladung spielt nur eine sekundäre Rolle. Der FARADAYSche Dunkelraum mit seiner negativen Ladung²⁾ begünstigt ja in derselben Weise die Schichtenbildung. Dasselbe gilt für Glühsonden, bei denen nach der Anode hin eine negative Ladung auftritt³⁾.

¹⁾ J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) 18, 441, 1909.

²⁾ J. J. THOMSON, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, S. 457. Leipzig 1906.

³⁾ R. REIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 355, 1913.

Bei höheren Drucken, bei denen bei kalter Sonde die ganze positive Säule auch an der Grenze des FARADAYSchen dunkeln Raumes ungeschichtet ist, treten beim Glühen der Sonde Schichten zwischen Sonde und Anode auf, die nach Ausschalten des Glühstromes nach kurzer Zeit wieder vollständig verschwinden. Es handelt sich also weder um Schichtenbildung durch Gasentwicklung der Glühsonde, noch um eine Wirkung der Temperatur, da in letzterem Falle auch zwischen Sonde und Kathode Schichten auftreten müßten. Daß durch Temperaturerhöhung die ungeschichtete Entladung in eine geschichtete übergeht, hat G. C. SCHMIDT¹⁾ gezeigt.

Um die kontinuierliche Verschiebung der Schichten bei einer Lagenänderung der Sonde zu beobachten, wurden unter Verwendung eines barometrischen Höhenverschlusses die beiden Elektroden verschoben, die durch einen Glasstab miteinander verbunden waren. Von den mannigfachen bei der Verschiebung auftretenden Erscheinungen sollen hier nur einige beschrieben werden.

Bei dem Übergangsstadium zur geschichteten Entladung treten hinter der Sonde nach der Anode zu einige Schichten auf, die bei Verschiebung der Sonde in der Entladung stets an der Sonde bleiben und in der Anode verschwinden, wenn sich die Sonde dieser nähert. Nach den früheren Ausführungen ist dies ohne weiteres klar. Die Schichtenbildung ist an die Ladung an der Sonde gebunden.

Dies ist zunächst auch noch der Fall, wenn mit sinkendem Druck die Schichtenbildung in der ganzen positiven Säule eingetreten ist. Die Schichten an der Sonde und am FARADAYSchen Dunkelraum haften bis zu einem gewissen Grade an der räumlichen Ladung. Für den FARADAYSchen Dunkelraum kommt dies dadurch zum Ausdruck, daß bei Verschiebung der Anode in einem Entladungsrohre die Lage der einzelnen Schichten nicht geändert wird und die einzelnen Schichten der Reihe nach von der Anode aufgesaugt zu werden scheinen, wie zuerst Beobachtungen von E. WIEDEMANN²⁾ ergaben. Bei Verschiebung der Kathode werden dagegen die Schichten zurückgedrängt.

¹⁾ G. C. SCHMIDT, Ann. d. Phys. 1, 625, 1900.

²⁾ E. WIEDEMANN, Wied. Ann. 20, 767, 1883.

Bei der Verschiebung der Sonde in der Entladung treten ähnliche Erscheinungen auf. Zwar bewegt sich die Sonde jetzt in die Schicht, sie durchdringt aber die Schicht nicht, da vorher eine Spaltung der Schicht in zwei eintritt. Wir können den charakteristischen Verlauf kurz so darstellen: Die Schichten zwischen Sonde und Anode werden beim Verschieben der Sonde nach der Anode zu mitgenommen und verschwinden in der Anode, dabei entwickeln sich aus der Schicht an der Sonde neue Schichten, die den Raum zwischen Sonde und FARADAY'schem Dunkelraum erfüllen.

Das Verhalten der Schichtung bei tiefen Drucken tritt am charakteristischsten hervor, wenn statt der Sonde ein dicker Stab verwendet wird. Bei einem Eisenstab von 6 mm Durchmesser tritt schon, wenn der Stab aus dem Glimmlicht in den FARADAY'schen Dunkelraum rückt, eine Bewegung der positiven Säule auf die Sonde zu ein, die sich außer der Lagenänderung der positiven Säule durch eine Vermehrung der Schichten bemerkbar macht.

Die Schichten werden, speziell die vordersten, deformiert, ehe der erste Schichtenkopf an der Sonde sitzt. Ist dies erreicht, so bleibt bei weiterer Verschiebung der Schichtenkopf in seinem mittleren Teil an der Sonde, während die seitlichen Teile der Schicht über die Sonde hinausrücken, so daß die konvexe Krümmung der Schicht gegen die Kathode zu in eine konkave übergeht.

Bei weiterer Verschiebung rückt auch der nächste Schichtenkopf an die Sonde. Die stark deformierten Begrenzungen der beiden an der Sonde sitzenden Schichtenköpfe haben jetzt das Aussehen einer Schraube mit vier Flügeln, die unter etwa 45° gegen die Rohrachse geneigt sind. Um den Stab selbst ist ein kleiner dunkler Raum vorhanden.

Wird die Sonde weiter verschoben, so löst sich die erste Schicht von der Sonde, bleibt aber zunächst noch deformiert. Die Deformation verschwindet, wenn etwa der normale Schichtenabstand von der zweiten Schicht erreicht ist.

Da die zweite Schicht jetzt an der Sonde zurückgehalten wird, so wird der Abstand der beiden ersten Schichten über den normalen Abstand hinaus vergrößert, und bei allen folgenden Schichten, die über die Sonde hinwegrücken, wiederholen sich die oben beschriebenen Erscheinungen. Alle Schichten, die über

das Hindernis bis zum normalen Schichtenabstand hinausgerückt sind, erfahren bei den weiteren Verschiebungen keine Deformationen mehr. Dagegen treten bei den Schichten zwischen Sonde und Anode Deformationen auf. Wird eine Schicht an der Sonde festgehalten, so drängt sich die positive Säule gegen die Anode zurück, so daß eventuell eine Schicht in der Anode verschwindet. Rückt die nächste Schicht nahe an die Sonde heran, so dehnt sich der Teil der positiven Säule zwischen Anode und Sonde aus, die verschwundene Schicht tritt wieder aus der Anode hervor.

Die Erscheinungen, die bei dem letzten Versuch beschrieben wurden, sind in Wasserstoff und Luft dieselben, sind aber für das erstere Gas schärfer ausgeprägt.

Es zeigt also auch bei tiefen Drucken das Verhalten der Schichten, daß stets das Bestreben besteht, daß ein Schichtenkopf an der Sonde sitzt, d. h. daß die räumliche Ladung an der Sonde als der Ausgangspunkt neuer Schichtenbildung erscheint.

Bei dünnen Sonden, bei denen die Ladung klein ist, sind die Störungen, die durch die Sonde hervorgerufen werden, entsprechend kleiner, tragen aber denselben Charakter, wenn auch in diesem Falle nie mehr zwei Schichtenköpfe zugleich an der Sonde sitzen.

Das Verhalten der Schichten bei hohen und tiefen Drucken ist nach dem Vorhergehenden ein verschiedenes. Der Übergang der beiden Stadien ineinander mit sinkendem Druck ist ein allmählicher. Ein bestimmter Druckbereich für die einzelnen Stadien läßt sich nicht angeben, da die Bereiche bei verschiedenen Versuchen sehr verschieden gefunden wurden. Verunreinigungen des Gases dürften dabei eine große Rolle spielen. Mitunter treten beide Stadien in dem Rohre gleichzeitig auf. Wird die Sonde verschoben, so treten bei einem Teile der Schichten Spaltung, bei dem anderen dagegen die zuletzt beschriebenen Erscheinungen auf.

In dem Übergangsstadium werden bei Verschiebung der Sonde die Schichten nicht mehr vollständig mitbewegt, wie dies bei dem Übergangsstadium der Entladung in die geschichtete der Fall ist, andererseits scheint die Deformierbarkeit der Schichtenabstände noch nicht sehr groß zu sein. Die Schichten zwischen Anode und Sonde sind scharf ausgeprägt, wenn die

Sonde an einem Schichtenkopf sitzt, sie werden dagegen bei gewissen Stellungen der Sonde in der leuchtenden Schicht unscharf, ja können vollständig verschwinden und werden wieder scharf ausgeprägt, wenn die Sonde gleichsam eine Schicht passiert, d. h. die Sonde wieder an einem Schichtenkopf sitzt.

In diesem Stadium tritt häufig ein Flackern der Entladung in einzelnen Teilen ein, und zwar speziell in dem Teil zwischen Sonde und Anode, wenn die Sonde nicht an einem Schichtenkopf sitzt. Mitunter wurde ein Flackern auch schon in dem ersten Stadium und zwar speziell bei Wasserstoff sehr häufig beobachtet. Dasselbe gilt bei dem Übergangsstadium¹⁾ von der geschichteten zur ungeschichteten Entladung.

Aus den letzten Beobachtungen können wir folgern, daß zwischen zwei Sonden eine ruhige Schichtenentwicklung in einem gewissen Druckbereich nur unter gewissen Umständen, d. h. bestimmtem Abstand, möglich ist. Sind die Sondenstörungen groß, so kann dadurch eine diskontinuierliche Entladung hervorgerufen werden, während kleinere Störungen sich nur in einem Flackern der Entladung geltend machen. Je mehr Sonden eingeführt werden, um so schwerer ist es, eine stetige Entladung herzustellen. Ebenso muß wegen der größeren Dichte der räumlichen Ladung bei stärkeren Sonden der Einfluß stärker hervortreten. Dies dürfte der Grund sein, warum A. HERZ²⁾ bei starken Sonden in Wasser-

¹⁾ Diesem Übergangsstadium entspricht auch eine Beobachtung von GRAHAM (Inauguraldissertation. Berlin 1897, S. 27): „In unreinem Stickstoff waren Schichten bis zu einer Entfernung von etwa 6 cm von der Anode vorhanden. Wurden die Sonden (Doppelsonde!) bis an die äußere Grenze der letzten, der Kathode am nächsten stehenden Schicht gebracht und dann etwas nach der Anode bewegt, so wurden alle Schichten sehr ruhig. Wurden die Sonden dann nach der Anode bewegt, so schoben sie die ganze positive Lichtsäule vor sich. Der Abstand der Schichten blieb konstant, und jede Schicht, als sie die Anode erreichte, verschwand in die diese Elektrode bedeckende Lichthaut. Gleichzeitig entwickelten sich neue, sehr unruhige Schichten, die die Strecke, wo das alte positive Licht vor der Annäherung der Sonden sich befand, erfüllten. Diese neuen Schichten verhielten sich von den alten ganz unabhängig. Die alten Schichten wurden so weit nach der Anode verschoben, daß sie dort alle verschwanden. Wurden dann die Sonden nach der Kathode bewegt, so entwickelten sich die alten Schichten aus der Anode wieder und folgten den Sonden, bis der anfängliche Zustand wieder hergestellt wurde. Das positive Licht verhielt sich ungefähr wie eine Spiralfeder, die durch Annäherung der Sonden zusammengedrückt wurde.“

²⁾ A. HERZ, Wied. Ann. 54, 248, 1895.

stoff, in dem ja bekanntlich starke Schichtenbildung auftritt, eine kontinuierliche Entladung nicht erzielen konnte.

Tritt in einem Entladungsrohr ein Flackern der Schicht am FARADAYSchen Dunkelraume auf, so ist damit, soweit meine Erfahrungen reichen, ein Flackern auch der übrigen positiven Säule verbunden, wenn nicht ein Teil der positiven Säule durch die räumliche Ladung einer Sonde geschützt ist. Ein Flackern der Anodenbedeckung¹⁾ dagegen wird häufig beobachtet, ohne daß eine Störung in der übrigen Entladung sich geltend macht. Die Erklärung dieser Erscheinung ergibt sich nach dem Vorhergehenden von selbst.

Die Tatsache, daß Störungen an einer bestimmten Stelle sich häufig nur in Richtung nach der Anode fortpflanzen, scheint dafür zu sprechen, daß für das Verhalten der Entladung in erster Linie die negativen Elektrizitätsträger maßgebend sind, denn nur die Störung, die diese auf ihrem Wege erfahren, pflanzt sich im allgemeinen in der Entladung fort.

Aus den hier mitgeteilten Versuchen folgt:

Die Schichtenbildung setzt an den Stellen der Entladung ein, an denen eine räumliche Ladung vorhanden ist, d. h. am FARADAYSchen Dunkelraume und an den Sonden. Bei der geschichteten Entladung bewirkt die Einführung von Sonden Verschiebungen der Schichten, und zwar speziell in dem Teile der Entladung, der zwischen Sonde und Anode liegt. Bei der Verschiebung einer Sonde lassen sich mit sinkendem Druck verschiedene Stadien für das Verhalten der Schichten beobachten, die zeigen, daß die Lage der Schichten bevorzugt ist, bei der die Sonde am Schichtenkopf sitzt.

Ich möchte nicht unerwähnt lassen, daß die Versuche in dieser und den vorhergehenden Arbeiten mit einer Gaedepumpe ausgeführt wurden, die Herr Geheimrat E. WIEDEMANN der Liberalität des Elisabeth Thompson Fund in Boston verdankt, und die mir in lebenswürdigster Weise zu meinen Versuchen überlassen wurde.

¹⁾ Vgl. hierzu: R. REIGER, Sitzungsber. d. physikal.-med. Soz. Erlangen 37, 24, 1905.

**Über den normalen Photoeffekt
von K-Amalgamen verschiedener Konzentration;
von R. Pohl und P. Pringsheim.**

(Eingegangen am 17. Mai 1913.)

Wir haben vor längerer Zeit gefunden, daß die flüssige K-Hg-Legierung mit weniger als 2,5 Atomproz. K einen normalen Photoeffekt besitzt, der sich etwa vom blauen Teil des Spektrums abwärts verfolgen läßt¹⁾. Wir haben diese normale Emission allein den K-Atomen zugeschrieben, da Hg nach unseren Beobachtungen erst unterhalb von $\lambda = 300 \mu\mu$ mit einer sehr schwachen normalen Emission beginnt²⁾. Doch zeigen unsere damaligen Versuche, obwohl sie in verschiedenen relativen Maßen in Zellen von einigen Zehntel Millimetern Gasdruck ausgeführt wurden, daß die Zahl der vom K-Amalgam ausgesandten Elektronen für den Prozentsatz der vorhandenen K-Atome unverhältnismäßig groß war. Wir hielten es daher für notwendig, die Messungen unter sich vergleichbar und zum mindesten der Größenordnung nach im absoluten Maße im hohen Vakuum zu wiederholen und sie auf verschiedene Konzentrationen auszudehnen, das letztere zum Teil mit Rücksicht auf Überlegungen, die wir am Schluß dieser Mitteilung bei der Diskussion der Resultate kurz erwähnen.

Die K-Hg-Legierungen befanden sich in 5 cm großen Glaskugeln mit Quarzfenstern, die unter Zwischenschaltung einer Vorlage mit verdampftem K dauernd in Verbindung mit einer GAEDESchen Hg-Pumpe standen. Als Gegenelektrode diente ein 15 mm weiter Platindrahring, an den eine beschleunigende Spannung von etwa 750 Volt gelegt wurde. Die Reinigung des flüssigen Metalles erfolgte in bekannter Weise³⁾ durch Erhitzen in einer Reihe hintereinandergeschalteter Glaskugeln, deren Verbindungsstücke aus so engen Röhren bestanden, daß beim Umgießen des Metalles von einer Kugel in die andere alle sich beim Abkühlen oberflächlich abscheidenden Verunreinigungen zurückgehalten wurden. Man

¹⁾ R. POHL und P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 349, 1910.

²⁾ R. POHL und P. PRINGSHEIM, ebend. 13, 474, 1911.

³⁾ J. ELSTER und H. GEITEL, Wied. Ann. 42, 564, 1891.

erreicht so mühelos derart saubere Flächen, daß die Auftreffstelle des Lichtes außerhalb der Einfallsebene dem Auge unsichtbar bleibt. Das Ausgangsmaterial bestand in sorgfältig gereinigtem und destilliertem Hg sowie reinem K von KAHLBAUM. Der Prozentsatz des beigefügten Kaliums wurde nach Beendigung des Versuches durch Titrierung ermittelt. Als Lichtquelle diente wieder ein lichtstarker Monochromator mit einer Hg-Lampe und einer geeichten Thermosäule, zur Strommessung ein Elektrometer in Verbindung mit einem unpolarisierbaren Flüssigkeitswiderstand. (Näheres siehe S. 174 bis 175). Der Einfallswinkel φ des Lichtes betrug 51° . Die Messungen wurden stets sofort nach der Herstellung der frischen Amalgamflächen ausgeführt, um solche Oberflächenveränderungen auszuschalten, wie sie sich an allen Metallen mit der Zeit ausbilden. Im übrigen sind die zeitlichen Empfindlichkeitsschwankungen für die K-Amalgame von so geringer Größe, daß sie prinzipiell für den Gegenstand der vorliegenden Versuche ohne Bedeutung sind. Die entsprechenden Zahlen bringen wir später in anderem Zusammenhang.

Die Resultate sind in der folgenden Tabelle und in der Figur vereinigt. Sie geben die Zahl der Elektronen, die das Metall verlassen, falls 1 cal Licht unter $\varphi = 51^\circ$ auf die flüssige Legierung auffällt.

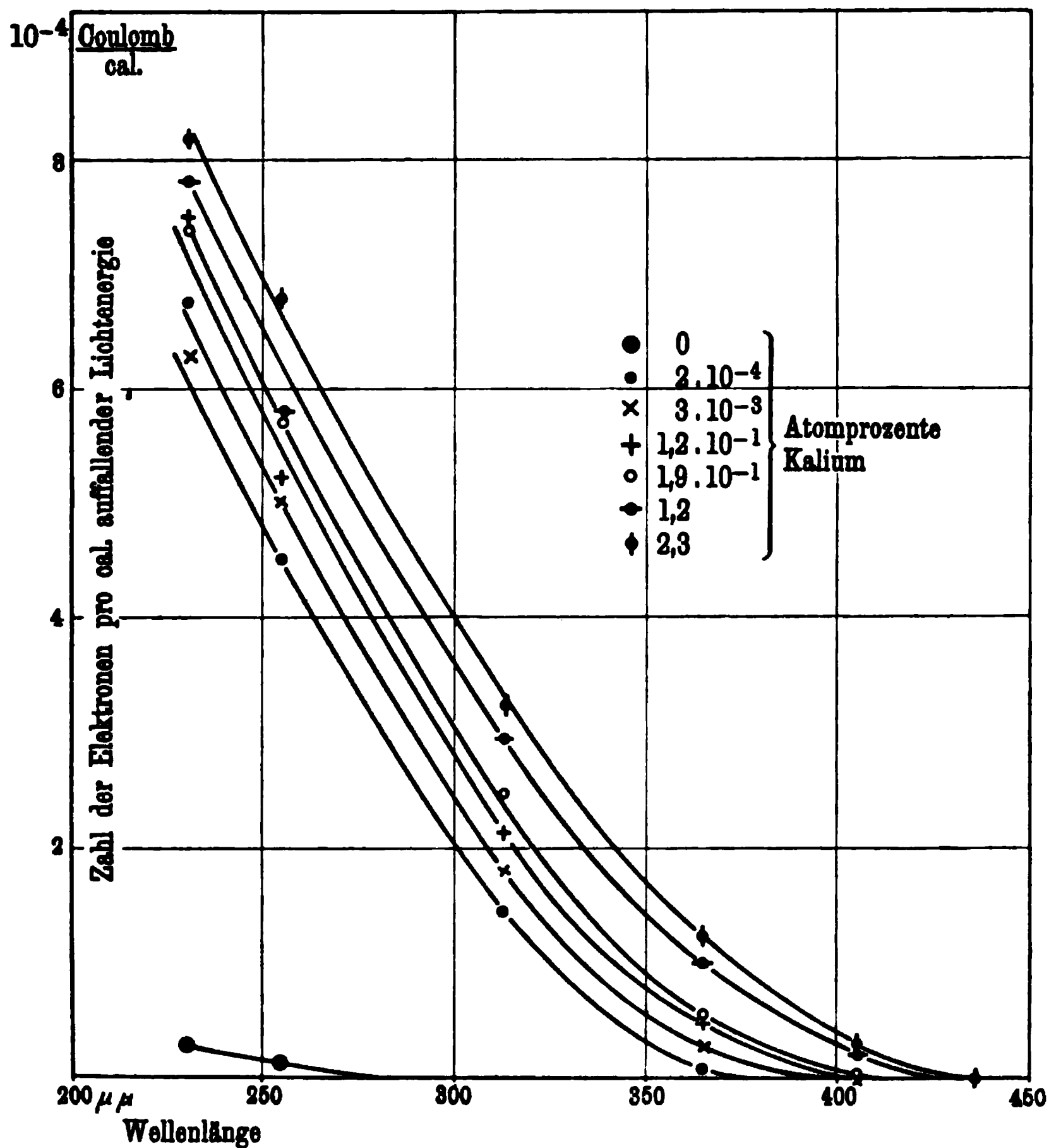
In der vorletzten Spalte ist das optische Reflexionsvermögen des reinen Hg angeführt, wie es sich aus den kürzlich gemessenen Konstanten ¹⁾ berechnet und wie es wahrscheinlich auch für die von uns untersuchten Amalgame gilt, da ELSTER und GEITEL ²⁾ wenigstens im Sichtbaren keine Änderung der optischen Konstanten durch derart geringe Alkalimetallzusätze beobachten konnten.

Man erhält somit aus den in der Tabelle angegebenen, auf die auffallende Energie bezogenen Werten die pro Calorie absorbierter Lichtenergie austretenden Elektronen, wenn man die ersteren noch mit den jeder Wellenlänge entsprechenden Zahlen der letzten Vertikalreihe multipliziert. Dies ergibt also z. B. noch für die kleinste untersuchte Konzentration bei $\lambda = 254$ eine Ausbeute von $11,0 \cdot 10^{-4}$ Coulomb pro Calorie.

¹⁾ W. MEIER, Ann. d. Phys. 31, 1017, 1910; P. EROCHIN, ebend. 39, 213, 1912.

²⁾ J. ELSTER und H. GEITEL, Wied. Ann. 61, 445, 1897.

An den Kurven ist zweierlei bemerkenswert: erstens der in dem untersuchten Spektralintervall außerordentlich große Unterschied zwischen der Empfindlichkeit des reinen Hg einerseits und der



Amalgame andererseits¹⁾, und zweitens die sehr geringe Abhängigkeit der Zahl der emittierten Elektronen von der Konzen-

¹⁾ Zum gerade entgegengesetzten Resultat ist Herr KLAGES (Ann. d. Phys. 81, 848, 1910) gekommen, der aus seinen Messungen an reinem Hg und solchem mit minimalen Zusätzen von Sn und Zn in spektral unzerlegtem Lichte eine allgemeine Unabhängigkeit der Zahl der emittierten Elektronen vom Material folgern zu dürfen glaubte.

	Zahl der beim Auffallen von 1 cal Lichtenergie austretenden Elektronen						$R = \text{Reflexions-}$ vermögen für $\varphi = 51^\circ$	$\frac{100}{1-R}$	
	Atomprozent K:	0	etwa $2 \cdot 10^{-4}$	etwa $3 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$			2,3
		10^{-4} Coulomb pro cal							
Wellenlänge λ									
436 $\mu\mu$	—	—	—	—	—	0,025	0,03	3,92	
405 "	—	> 0	> 0	0,035	0,035	0,27	0,32	3,68	
365 "	—	0,11	0,28	0,50	0,56	1,02	1,27	3,35	
313 "	—	1,47	1,81	2,13	2,50	2,96	3,24	2,84	
254 "	0,14	4,52	5,02	5,22	5,73	5,76	6,80	2,44	
230 "	0,29	6,75	6,3	7,45	7,35	7,8	8,15	2,3	
Nr. . .	3868—70	3863—67	3888—92	3843—47	3883—87	3877—82	3871—76	—	

tration des K. Bei $\lambda = 254 \mu\mu$ sinkt die Ausbeute um nur 30 Proz., wenn man die Konzentration von 2,3 bis auf $2 \cdot 10^{-4}$ Atomproz. verkleinert. Der einzige Einfluß der Änderung des K-Gehaltes besteht augenscheinlich in einer Verschiebung der langwelligen Empfindlichkeitsgrenze, d. h. der Wellenlänge, bis zu der sich die asymptotisch verlaufende Empfindlichkeitskurve mit dem Meßinstrument verfolgen läßt. Es scheint sich im wesentlichen nur um eine Parallelverschiebung der Kurven zu handeln; die kleinen Abweichungen bei $\lambda = 230 \mu\mu$ liegen infolge der relativ geringen Lichtintensität dieses Spektralgebietes innerhalb der Fehlergrenzen. Man kann erwarten, daß sich die Kurven durch eine weitere Verminderung der Konzentration in gleicher Weise durch Parallelverschiebung stetig in die des reinen Hg überführen lassen. Wir haben hiervon abgesehen, da sich die kleineren Konzentrationen des Amalgams schlecht analysieren lassen ¹⁾.

Will man die hier mitgeteilten Beobachtungen deuten, so denkt

¹⁾ Auf der anderen Seite verspricht eine weitere Steigerung der Konzentration über 2,3 Atomprozent hinaus keine sicheren Resultate, da die Legierungen dann fest werden und sich, wie wir früher ausführlich gezeigt haben, oberflächliche Kristallgemische abscheiden, deren Komponenten zum Teil einen sehr ausgesprochenen selektiven Photoeffekt aufweisen (vgl. Verh. d. D. Phys. Ges. 12, 697, 1910).

man wohl zunächst an die bekannte Tatsache, daß sich ganz allgemein die Grenze des normalen Photoeffekts in verschiedenen Metallen in der Reihenfolge ihrer Oxydierbarkeit verschiebt: Bei unseren Amalgamen wächst die Neigung, sich an der Luft mit einer Oxyd- oder richtiger Hydroxydhaut zu überziehen, mit steigender Konzentration, und daher können wir das Amalgam als Ganzes als ein unedles Metall betrachten, dessen Emission sich, wie bei allen bisher untersuchten unedlen Elementen, bis ins Sichtbare erstreckt. Man verzichtet so auf ein näheres Eingehen auf den Mechanismus des Vorganges, aber uns scheint doch die Frage sehr berechtigt, ob die Elektronen den K- oder den Hg-Atomen entstammen, d. h. ob der ganze Überschuß der Emission des Amalgams über die des reinen Hg von den wenigen K-Atomen herrührt, oder ob der Zusatz des K die Hg-Atome befähigt, nun ihrerseits schon bei der Frequenz des violetten Lichtes Elektronen entweichen zu lassen. Im zweiten Falle könnte man daran denken, daß die Anwesenheit stark oxydabler Atome unmittelbar in der Oberfläche des Metalles durch Oxydation u. dgl. die Ausbildung einer Gashaut verhindert, die sich im Falle edlerer Metalle der Oberfläche anlagert und im Gebiete der längeren Wellen die dort langsamen Elektronen festhält. Doch widerspricht dieser Vorstellung einer Art oberflächlicher Selbstreinigung stark oxydabler Metalle — einerlei ob Legierungen oder Elemente — die hier gemachte Beobachtung, daß die verschiedenen K-Konzentrationen nicht dasselbe leisten, obwohl die rasche Ausbildung einer Hydroxydhaut in Zimmerluft beweist, daß selbst in der K-ärmsten Legierung die Diffusion der Atome zur Oberfläche hinreichend rasch erfolgt.

Will man hingegen die K-Atome als die alleinigen Zentren der Emission betrachten — abgesehen natürlich von dem kleinen, unterhalb der Kurve für reines Hg gelegenen Flächenstück —, so muß man zunächst beachten, daß die Gesamtladung der pro Calorie absorbierten Lichtenergie aus der K-Hg-Legierung austretenden Elektronen bei $\lambda = 254 \mu\mu$ über $10^{-3} \frac{\text{Coulomb}}{\text{cal}}$ beträgt, während wir aus reinem K im Höchsfalle $4,7 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Coulomb}}{\text{cal}}$ austreten sahen¹⁾. Es emittiert also schon die $2 \cdot 10^{-4}$ prozentige

¹⁾ R. POHL und P. PRINGSHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 173, 1913.

Legierung so viel wie reines K, und daher müssen wir uns zwischen zwei Annahmen entscheiden: Entweder benutzt das K-Atom nur jenen kleinen Bruchteil der auf die Legierung auffallenden Lichtenergie, den es mit seinem eigenen Querschnitt auffängt, und dann brauchen wir eine mit abnehmender Konzentration steigende „Disposition“¹⁾ des K-Atoms, um die Unabhängigkeit der Ausbeute vom K-Gehalt zu erklären, oder es wird dem K-Atom irgendwie die Lichtenergie zugeleitet, die die benachbarten Hg-Atome absorbieren, und dann ist die beobachtete Einflußlosigkeit der K-Konzentration innerhalb sehr weiter Grenzen eine selbstverständliche Folgerung²⁾.

Im übrigen führt, falls die kinetische Energie der Elektronen ganz oder zu einem nennenswerten Bruchteil der absorbierten Lichtenergie entstammen sollte, dies schon ganz unabhängig von den oben beschriebenen Versuchen zu der Annahme, daß dem emittierenden Atom von seinen Nachbaratomen Energie zugeleitet werden muß. Denn ein K-Atom vom Querschnitt $1,8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ erhält z. B. aus der von unserem Monochromator für $\lambda = 313 \mu\mu$ gelieferten Energie von $160 \frac{\text{erg}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2}$ eine kinetische Energie von $h\nu \sim 6,5 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$ erst in einer Zeit von etwa 20 Sekunden, selbst wenn man das Reflexionsvermögen des K $= 0$ setzt und die ganze Absorption in der obersten Atomlage vor sich gehen würde. Unterhalb dieser Zeit könnte also auch eine beliebig große bestrahlte K-Fläche keine lichtelektrische Elektronenemission ergeben, was im Widerspruch mit aller Erfahrung steht; haben doch ELSTER und GEITEL³⁾ gezeigt, daß eine Verkürzung der Belichtungsdauer im Verhältnis 1:720 die Zahl der Elektronen pro Calorie auffallender Lichtenergie nicht ändert. Das ist im Grunde nichts weiter, als die von THOMSON⁴⁾ und von W. WIEN⁵⁾ erkannte Tatsache, daß selbst die elektrischen Feldstärken intensiver Strahlungen (Größenordnung einige Volt/cm) zur Erzeugung der im normalen Photoeffekt des Lichtes und der Röntgenstrahlen

¹⁾ Analog etwa der elektrolytischen Dissoziation.

²⁾ Wahrscheinlich ist eine Reihe Hg-Atome mit dem K chemisch zu K₂Hg₂ verbunden.

³⁾ J. ELSTER und H. GEITEL, Phys. ZS. 13, 474, 1912.

⁴⁾ J. J. THOMSON, Proc. Cambr. Phil. Soc. 14, 417, 1907.

⁵⁾ W. WIEN, Ann. d. Phys. (4) 18, 991, 1905.

beobachteten Geschwindigkeiten unmöglich große Beschleunigungszeiten erfordern. Es ist zu hoffen, daß die Fortführung der schönen Versuche von JOFFÉ¹⁾ und von EDGAR MEYER und GERLACH²⁾ über den normalen Photoeffekt kleiner suspendierter Metallkugeln in Kürze zeigen werden, wie weit man den normalen Photoeffekt als einen Energieumsatz und nicht vielmehr als eine bloße Auslösung von Atomenergie anzusehen hat und welche Rolle die Disposition der Atome dabei spielt.

Wir hoffen, die hier skizzierte Vorstellung experimentell weiter verfolgen zu können.

Zusammenfassung.

Die normale lichtelektrische Elektronenemission von K-Hg-Legierungen zwischen $2 \cdot 10^{-4}$ und 2,3 Atomproz. K ist von der Größenordnung des normalen Effektes von reinem K. Sie beginnt bei 2,3 Atomproz. etwa im Blauen, und mit abnehmender Konzentration verschiebt sich die langwellige Grenze allmählich zu kleineren Wellenlängen. Dabei bleibt die Emission in einigem Abstand von der langwelligen Grenze innerhalb der im Verhältnis $1:10^4$ veränderten Konzentration bis auf etwa 30 Proz. konstant. Der Versuch einer theoretischen Deutung wird kurz skizziert.

Einen Teil der benutzten Apparate verdanken wir der Jagorstiftung in Berlin.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Mai 1913.

¹⁾ A. JOFFÉ, Ber. d. Bayer. Akad. München 1913, S. 19.

²⁾ EDGAR MEYER u. W. GERLACH, Arch. d. Sc. phys. et nat. 85, 398, 1913.

Über Oberflächenladungen auf Leitern im Vakuum; von E. Gehrcke und R. Seeliger.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Eingegangen am 26. Mai 1913.)

§ 1. Es ist seit längerer Zeit bekannt, daß sich auf im Vakuum befindlichen Leitern, die mit ultraviolettem Licht bestrahlt wurden, elektrische Doppelschichten¹⁾ bilden können. Auch auf Metallen, die von Kathodenstrahlen getroffen werden, können sich derartige lokale Ladungen ausbilden. Die Annahme vom Vorhandensein solcher wird bereits durch den bekannten Versuch nahegelegt, daß eine unter beliebigem Einfallswinkel von einem Kathodenstrahl getroffene Metallplatte an der Auftreffstelle einen sekundären Kathodenstrahl senkrecht zur Fläche entsendet²⁾. Diese Tatsache wäre schwer verständlich, wenn die Auftreffstelle des Strahles nicht durch eine besondere Ladung und durch ein besonderes Potential vor dem umgebenden Metall ausgezeichnet wäre.

Diese Oberflächenladungen auf Metallen sind durchaus verschieden von den Polarisationschichten des Voltaeffekts, wie schon ihre Größe beweist. Beispielsweise beobachteten wir³⁾ gelegentlich eine Doppelschicht von 100 Volt auf einer oberflächlich unreinen Messingplatte, die mit Kathodenstrahlen bestrahlt worden war; demgegenüber sind die bekannten Voltaeffekte von der Größenordnung 1 Volt. Es wäre daher wohl zweckmäßig, die Bezeichnung „Polarisationschichten“ für die chemischen Polarisierungen des Voltaeffektes vorzubehalten; wir bezeichnen die oben genannten „Doppelschichten“ auch als „Oberflächenladungen“.

Diese Oberflächenladungen auf geordneten Metallen bilden wegen ihres spontanen, bisher schwer kontrollierbaren Auftretens und ihrer Variabilität eine wesentliche Fehlerquelle für alle elek-

¹⁾ P. LENARD, Ann. d. Phys. 8, 178 ff., 1902.

²⁾ E. GOLDSTEIN, Anz. d. Wien. Akad. 1884, S. 32; E. WIEDEMANN u. H. EBERT, Sitzungsber. d. phys. med. Soc. Erlangen 1892, S. 114; E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 4, 204, 1902.

³⁾ E. GEHRCKE u. R. SEELIGER, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1024, 1912.

trischen Messungen im Vakuum, die auf einige Genauigkeit Anspruch erheben, mögen dies z. B. photoelektrische Messungen oder Messungen an Gasentladungen und elektrischen Strahlen geringer Geschwindigkeit sein. Trotzdem scheint man sich der Wichtigkeit dieser Fehlerquelle erst in letzter Zeit bewußt geworden zu sein.

Kürzlich hat VAN DER BIJL¹⁾ besonders die bei Bestrahlung mit ultraviolettem Licht erzeugten Oberflächenladungen näher untersucht und auch die über den Gegenstand bereits vorhandene Literatur erörtert. Es dürfte daher überflüssig sein, hier nochmals auf die früheren Arbeiten einzugehen. Nur sei noch auf eine Arbeit von REIGER²⁾ hingewiesen, in der sich, z. B. auf S. 79, Beobachtungen finden, die mit den hier besprochenen Erscheinungen im Zusammenhang stehen dürften, und auf eine inzwischen erschienene Notiz von FRANCK und HERTZ³⁾. Im folgenden beschreiben wir unsere eigenen Untersuchungen der Doppelschichten. Wir beschränken uns hierbei auf solche, die von auffallenden Kathodenstrahlen erzeugt werden. Wir haben diese Untersuchungen zu dem Zwecke angestellt, um ein Verfahren zu finden, das eine sichere Beseitigung der von Kathodenstrahlen gebildeten Doppelschichten auf Leitern im feldfreien Raum bewirkt.

Es ist klar, daß sich die hohe, an festen und flüssigen Leitern erreichte Genauigkeit elektrischer Messungen auf gasförmige Leiter nur dann übertragen lassen wird, wenn die elektrischen Doppelschichten an der Grenzfläche: Gas—fester Leiter ihrer Größe und ihrem Verhalten nach bekannt sind, und wenn man sichere Mittel in der Hand hat, um das unregelmäßige Anwachsen der Doppelschicht während einer Messung genügend zu beschränken.

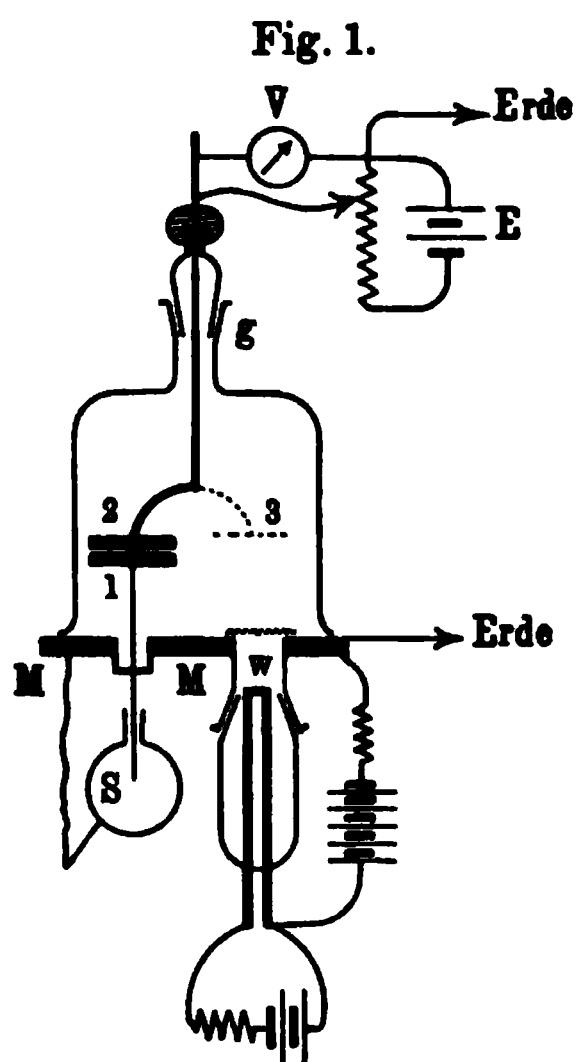
§ 2. Wir beobachteten die Oberflächenladungen nach der alten VOLTaschen Methode: durch Veränderung der elektrostatischen Kapazität zweier, in geringem Abstand einander gegenübergestellter Platten bei Veränderung des Abstandes der Platten. In Fig. 1 ist die benutzte Versuchsanordnung schematisch dargestellt. Die beiden zu untersuchenden Platten 1 und 2 standen in geringem Abstand von einigen Zehntel Millimetern einander gegenüber. Die Platte 1 war fest und isoliert aufgestellt und mit dem (LUTZschen) Saiten-elektrometer S, dessen Kapazität nur wenige Zentimeter beträgt,

¹⁾ VAN DER BIJL, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 330, 1913.

²⁾ R. REIGER, Sitzungsber. d. phys. med. Soc. Erlangen 37, 1905.

³⁾ J. FRANCK u. G. HERTZ, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 391, 1913.

leitend verbunden. Platte 2 war um einen Glasschliff g drehbar; die Drehachse stand auf der Ebene der Platten senkrecht. Eine Wehneltkathode w , die in einem seitlichen Tubus angebracht war, erlaubte, die Platte 2 mit Kathodenstrahlen zu bestrahlen, wenn sie in die punktiert gezeichnete Lage 3 gedreht worden war; als Anode dieser Gasentladung diente der zur Erde abgeleitete Messingteller M , der oberhalb der Wehneltkathode w durchbohrt und mit Messigdrahtnetz abgedeckt war. Die Platte 2 war, wie aus Fig. 1 ersichtlich, über eine variable elektromotorische Kraft E zur Erde abgeleitet. Die Platten 1 und 2 standen unter einer



evakuierbaren Glasglocke, die auf dem Metallteller M mit Hahnfett abgedichtet war. Das Innere der Glasglocke war mit in Fig. 1 fortgelassenen, geerdeten Messingdrahtnetzen ausgekleidet, so daß die Platten 1 und 2 dauernd in einem geschlossenen, geerdeten Metallgehäuse standen.

Mit diesem Apparat konnte folgendermaßen gemessen werden: Platte 2 wurde in die Lage 3 (punktiert) gedreht, gleichzeitig wurde Platte 1 geerdet. Die Platten 1 und 2 entsprachen dann einem Kondensator mit sehr kleiner Kapazität. Dann wurde durch Drehen des Schliffes g die drehbare Platte in die in Fig. 1 angegebene

Lage 2 gedreht; während dieser Operation war die Erdleitung der Platte 1 aufgehoben. Wenn die Platte 2 eine geladene Oberflächenschicht besaß, so zeigte nunmehr das Elektrometer S einen Ausschlag an, der durch die elektromotorische Kraft E kompensiert¹⁾ werden konnte. Der Betrag der gegengeschalteten Spannung wurde am Voltmeter V (Präzisionsvoltmeter von SIEMENS und HALSKE) abgelesen.

Der Wert des Potentials, welcher auf diese Weise gemessen wird, ist ein Mittelwert, der die vorhandene Doppelschicht charak-

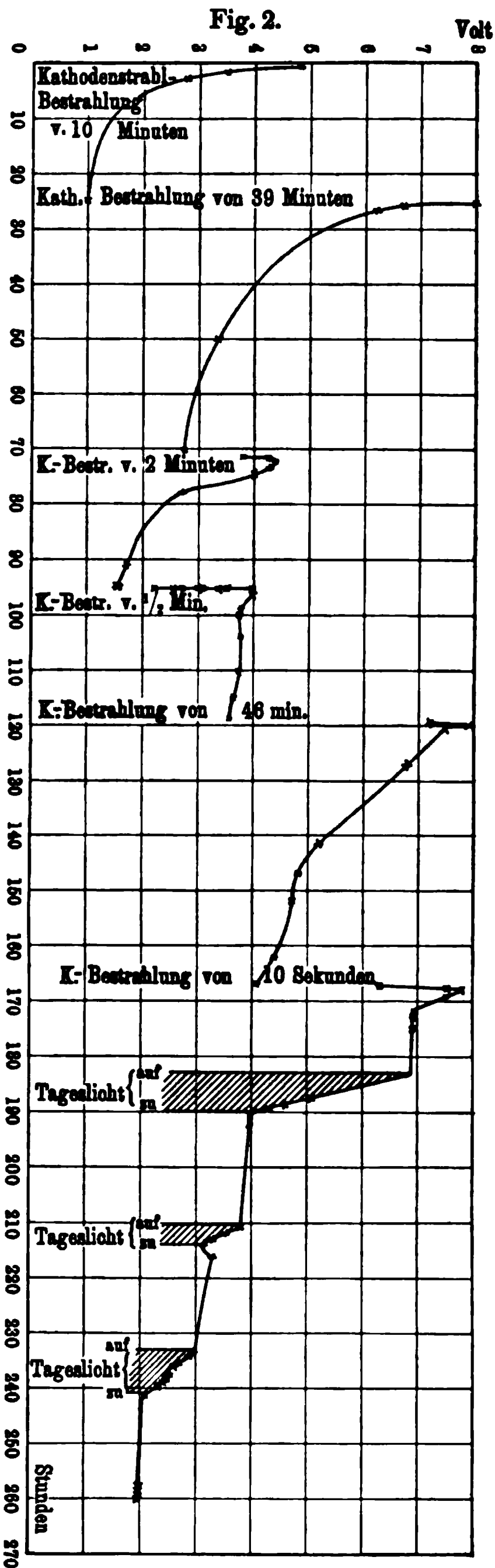
¹⁾ Diese Methode der Kompensationsspannung rührt von W. THOMSON her. Proc. Literary and Phil. Soc. Manchester 1862. Reprint of papers on Electrostatics and Magnetism, London 1872, S. 317.

terisiert. Da über die örtliche Verteilung der Ladungsdichte der Doppelschicht nichts bekannt ist, so können aus diesen Werten nur Äquivalentwerte¹⁾ abgeleitet werden; dagegen sind keine bindenden Schlüsse über die geometrischen Eigenschaften der örtlich vorhandenen Doppelschichten und ihre Potentiale möglich.

§ 3. Zunächst mag an einem Beispiel erläutert werden, wie die Doppelschichten entstehen und sich mit der Zeit verändern.

Die Platten des in Fig. 1 dargestellten variablen Kondensators waren auswechselbar. Als sie aus reinem Nickel (kreisrunde Platten von 4 cm Durchmesser und 0,2 cm Dicke, hochglanzpoliert) genommen wurden, zeigte sich gleich nach dem Einsetzen in den Apparat und Evakuieren eine Doppelschicht vom Äquivalentwert 0,4 Volt. Die drehbare, geerdete Platte 2 wurde darauf mit Kathodenstrahlen der Geschwindigkeit 240 Volt während 7 Minuten in der Lage 3 (vgl. Fig. 1) bestrahlt. Sie zeigte darauf eine Äquivalentladung

¹⁾ Nach dieser Bezeichnung ist also der Äquivalentwert der Doppelschicht entgegengesetzt gleich der Kompensationsspannung.



von $-1,75$ Volt gegen die feste Platte 1, d. h. es mußten $+1,75$ Volt an die bestrahlte Platte angelegt werden, um das Elektrometer bei der Veränderung der Kapazität des Kondensators ruhig zu halten. Diese Potentialdifferenz wurde im Laufe der Zeit spontan kleiner. Es wurden dann mehrfach neue Bestrahlungen mit Kathodenstrahlen von 240 Volt und etwa 1 Milliampere von verschiedenster Dauer und Messungen des Äquivalentpotentials vorgenommen. Fig. 2 gibt den Gang dieser weiteren Messungen wieder; als Abszisse (vertikal) ist die Zeit, als Ordinate (horizontal) das Äquivalentpotential der Doppelschicht aufgetragen. An dieser Kurve sei folgendes hervorgehoben:

1. Das Äquivalentpotential der Doppelschicht wächst durch Bestrahlung mit Kathodenstrahlen an, fällt dann aber, zuweilen nach anfänglichem, spontanem weiteren Ansteigen, von selbst wieder ab, anfangs meist schnell, nachher langsamer.

2. Die Doppelschicht ist auch nach Tagen, in denen sie sich selbst im Vakuum überlassen blieb, noch nicht verschwunden, und beträgt zuweilen nach Tagen noch mehrere Volt, d. h. beträchtlich mehr als der bekannte chemische Voltaeffekt.

3. Der spontane Abfall der Doppelschicht wird durch Tageslicht beschleunigt.

4. Die Beobachtungen, welche Fig. 2 darstellt, lassen sich erklären, wenn man annimmt, daß die Kathodenstrahlen eine sehr schlecht leitende, negativ geladene Schicht auf der Oberfläche der bestrahlten, geerdeten Metallplatte erzeugen. Daß diese Schicht bei Beleuchtung zerfällt, erklärt sich durch einen Photoeffekt des Metalles oder der Doppelschicht.

Bei längerer Bestrahlung zeigte die Platte 2 auf ihrer Oberfläche Farben und braune Niederschläge (vgl. hierüber § 7). Die Platte 1 zeigte keinerlei Veränderung.

Das geschilderte Verhalten der beiden Nickelplatten erwies sich als typisch. Es wurden in ähnlicher Weise die Doppelschichten an Plattenpaaren aus Cadmium, Kohle, Platin¹⁾, Kupfer, Zink, Messing untersucht. Das größte so erhaltene Äquivalentpotential einer Doppelschicht, das an den stets gut gereinigten Metallen gemessen wurde, betrug 8 Volt. An Platten, die oberflächlich rein erschienen und längere Zeit an der Luft gelegen hatten, wurden

¹⁾ Die Platten aus Platin waren teils rund (4 cm Durchmesser), teils rechteckig ($4,8 \times 3$ cm).

Doppelschichten bis 15 Volt beobachtet. Es wurden, wie gesagt, ähnliche Kurven, wie sie für Nickel in Fig. 2 dargestellt sind, erhalten.

Weder beim Nickel, noch bei anderen untersuchten Stoffen war die Oberflächenladung der bestrahlten Platte stets negativ. In dem in Fig. 2 dargestellten Verlauf handelt es sich immer um negative Äquivalentpotentiale der bestrahlten Platte; letztere nahm durch Bestrahlung mit Kathodenstrahlen eine negative Oberflächenladung an. In manchen Versuchen, in denen anfangs keine oder eine äußerst geringe Spannungsdifferenz bemerkt wurde, stellte sich aber durch Bestrahlung mit Kathodenstrahlen eine positive Ladung auf der bestrahlten Platte her. Solche positiven Ladungen bis etwa 4 Volt beobachteten wir bei Nickel, Cadmium, Kohle, Platin, Kupfer. Daß diese positiven Ladungen tatsächlich auf der bestrahlten Platte 2 vorhanden waren und nicht etwa durch eine negative Ladung der Vergleichsplatte 1 vorgetäuscht wurden, zeigten besondere Versuche (vgl. § 5). In allen Fällen wurden aber die positiven Äquivalentpotentiale durch längere Bestrahlung mit Kathodenstrahlen (etwa $\frac{1}{2}$ Stunde) in negative verwandelt.

Der zeitliche Abfall der positiven und der negativen Ladungen verlief augenscheinlich gleichartig. Meist erfolgte, wenige Sekunden nach der Bestrahlung schon wahrnehmbar, ein spontanes Anwachsen des Äquivalentpotentials; dieses Anwachsen konnte innerhalb einiger Minuten 1 Volt und mehr betragen, und dann folgte ein langsames Abfallen des Äquivalentpotentials.

Besondere Sorgfalt hinsichtlich der mechanischen Reinheit der verwandten Metalloberflächen schien für die Bildung der Doppelschichten ohne großen Einfluß zu sein. So zeigte z. B. Platin dasselbe Verhalten, mochte es vorher in Salpetersäure 10 Minuten gekocht oder mit Benzin abgewaschen worden sein.

Dieselben Erscheinungen der Doppelschichten zeigten sich auch, wenn statt der zur Bestrahlung verwandten Kathodenstrahlen von 240 Volt solche von höherer Spannung verwendet wurden. Unsere Versuche beziehen sich auf Geschwindigkeiten bis 800 Volt.

§ 4. Es wurde untersucht, wie sich die Doppelschichten an Platin verhalten, wenn man für besondere Reinheit der Oberflächen, des Gases und der ganzen Röhre Sorge trägt. Zu diesem Zweck wurde analog der Fig. 1 ein Kondensator aus 2 Platin-

platten von etwa $2,5 \times 2,5 \times 0,01$ cm hergestellt, dessen eine Platte fest, dessen andere drehbar war, in gleicher Weise wie in Fig. 1; der gegenseitige Abstand betrug etwa 0,1 cm. Es waren jetzt aber alle Teile dieses Apparates aus Glas oder Platin hergestellt und das Ganze in einer evakuierbaren Glaskugel von 10 cm Durchmesser montiert. Auch die wie früher der beweglichen Platte gegenüberstehende Wehneltkathode bestand bis auf den Oxydfleck aus Platin. Fettschliffe, Siegellackdichtungen usw. waren natürlich an dieser Röhre vermieden, so daß sie vollständig mit heißer Salpetersäure gefüllt und in diesem Zustande in kochendes Wasser getaucht werden konnte. Die bewegliche Platinplatte wurde nicht, wie die in § 2, Fig. 1, beschriebene, von außen durch einen Schliff gedreht, sondern die Drehachse und die Lager der Platten waren aus Glas hergestellt und so leicht laufend, daß beim Neigen der ganzen Röhre um etwa 30° der Kondensator durch seine Schwere auf- bzw. zuklappte. Um diese Neigung von 30° hervorrufen zu können, war ein zur Pumpe führender kurzer Schliff vorgesehen, der mit möglichst wenig Fett gedichtet und von der Röhre durch ein U-Rohr, das in flüssige Luft tauchte, getrennt war.

Als der Apparat mit konzentrierter Salpetersäure gefüllt und, wie beschrieben, etwa eine Stunde in Wasser gekocht war, wurde er mit destilliertem Wasser mehrfach ausgespült und im Trocknen getrocknet. Die Platinplatten des Kondensators waren vorher, soweit möglich, in sauberem Zustande eingesetzt worden. Trotzdem fand sich sogleich ein Äquivalentpotential von 0,33 Volt vor. Nach 10 Minuten dauernder Bestrahlung mit Kathodenstrahlen von 240 Volt war noch ein Äquivalentpotential von $+0,32$ Volt vorhanden, dieses stieg dann aber spontan weiter an, erreichte in 20 Minuten 1 Volt und fiel nunmehr wieder. Erneute Bestrahlungen brachten das Äquivalentpotential vorübergehend auf Null und dann auf negative Werte bis $-0,8$ Volt; es traten also ähnliche Erscheinungen auf, wie in den in § 2 beschriebenen Versuchen, bei denen Fettdampf und auch Quecksilberdampf im Vakuum vorhanden war.

Daß in diesen Versuchen mit möglichst reinen Materialien geringere Werte der Äquivalentpotentiale als früher auftraten, ist sicher. Ferner geht aus ihnen hervor, daß es uns nicht gelang, durch bloße mechanische und chemische Reinigung der Metallflächen und durch Anwendung möglichst reiner Luft als Gasfüllung

die elektrischen Doppelschichten zu vermeiden. Im Gegensatz hierzu geben FRANCK und HERTZ ¹⁾ an, daß ihr Platinapparat von elektrischen Doppelschichten frei war.

§ 5. Es wurde geprüft, ob die durch auffallende Kathodenstrahlen erzeugten Doppelschichten sich mittels Kathodenzerstäubung zerstören lassen.

Zunächst wurde der in § 4 beschriebene, nur aus Platin und Glas zusammengesetzte Drehkondensator verwendet. Derselbe zeigte nach mehrfachen Bestrahlungen mit Kathodenstrahlen, die von längeren Zeiten der Ruhe unterbrochen waren, ein Äquivalentpotential von $-0,44$ Volt. Durch 10 Minuten dauernde Induktorentladungen zwischen den Platten des aufgeklappten Kondensators, die abwechselnd Kathode waren (der CROOKESsche Dunkelraum betrug etwa 1 cm), ging die Potentialdifferenz auf 0,00 Volt zurück. Durch neue Bestrahlungen mit Kathodenstrahlen stellten sich wieder Doppelschichten her, die dann, wie beschrieben, durch Kathodenzerstäubung mittels Induktorentladungen wieder zerstört werden konnten. Der Versuch konnte öfters wiederholt werden. Bemerkenswert ist, daß in den ersten Minuten nach dem Unterbrechen der Induktorentladungen der Elektrometerfaden meist sehr unruhig war; dasselbe hat auch VAN DER BIJL ²⁾ beobachtet. Als die Platinplatten des Drehkondensators, jede 15 Minuten lang, gründlich mit Induktorentladungen behandelt waren, blieben die Doppelschichten nach Bestrahlungen von 2, 8, 41, 9 Minuten, also im ganzen nach etwa 1 Stunde dauernden Bestrahlungen mit Kathodenstrahlen von 240 Volt fort. Durch Einlassen von Terpentin dampf konnte dann wieder durch eine 2 Minuten lange Bestrahlung eine Doppelschicht vom Äquivalentpotential $+0,56$ Volt erzeugt werden.

Auch in dem in Fig. 1 beschriebenen Apparat, welcher Fettschliffe und Siegellackdichtungen enthält, wurden Versuche mit Induktorentladungen zum Zweck der Zerstörung der Doppelschichten unternommen. An Platinplatten, die durch kräftige Induktorenladungen eines BOASSchen Induktors von 18 cm Schlagweite in feuchter Luft 5 Minuten lang gründlich abgestäubt worden waren und die das Äquivalentpotential 0,00 Volt aufwiesen, wurde nacheinander nach 2, 7, 8, 40 Minuten, also nach etwa einstündiger

¹⁾ J. FRANCK u. G. HERTZ, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 84, 1913.

²⁾ l. c., S. 345. Vgl. auch BAUERMANN, Inaug.-Diss. Rostock 1912, S. 7 ff.

Bestrahlung mit Kathodenstrahlen von 320 Volt, dauernd dasselbe Potential 0,00 Volt gemessen. Erst die darauf folgende Bestrahlung von 23 Minuten erzeugte ein Äquivalentpotential von $-0,6$ Volt. Der Versuch wurde öfter mit gleichem Resultat reproduziert sowohl positive wie negative Oberflächenladungen ließen sich durch Kathodenzerstäubung zerstören. Das Plattenpaar aus Messing ergab ähnliche, wenn auch vielleicht weniger sichere Resultate bei Anwendung der Kathodenzerstäubung. Auch Doppelschichten, die mit schnelleren Kathodenstrahlen, z. B. von 810 Volt erzeugt waren, wurden, wie oben, durch Kathodenzerstäubung zerstört und es wurde eine Immunität der Platten gegen neue Bestrahlungen erzielt, die längere Zeit anhielt.

Das Äquivalentpotential 0,00 Volt zwischen den Platten 1 und 2 ließ sich auch dadurch herstellen, daß die bewegliche, bestrahlte Platte 2 allein als Kathode bei der Zerstäubung diente. Platte 1 war während des Zerstäubungsvorganges isoliert. Hieraus geht hervor, daß die Vergleichsplatte 1, zu der keine direkten Kathodenstrahlen gelangen konnten, auch keine merkliche Doppelschicht hatte. Dieser Umstand ist wichtig für den Nachweis positiver Ladungen auf Platte 2 (vgl. S. 443, § 3).

§ 6. Es wurde geprüft, ob die durch Kathodenstrahlen erzeugten Doppelschichten auf Platin sich durch elektrisches Glühen beseitigen lassen¹⁾. Hierzu wurde die eine Platte des Kondensators in Fig. 1, und zwar die drehbare, mit 2 bezeichnete, durch ein Platinband von der Dicke 0,01 mm, der Länge 5,3 cm und der Breite 0,7 cm ersetzt. Dieses Platinband wurde durch eine Feder straff gespannt und konnte durch einen Hilfestrom elektrisch geglüht werden.

Auf diesem drehbaren und elektrisch heizbaren Platinstreifen, der als obere Platte des Drehkondensators in Fig. 1 diente, entstanden bei Bestrahlung mit Kathodenstrahlen Oberflächenladungen, die je nach den Versuchsbedingungen positiv oder negativ waren und in unseren Versuchen bis 3,4 Volt betrugen. Diese festhaftenden und, wie früher beschrieben (vgl. die Kurven für Nickel S. 441), dauerhaften Oberflächenladungen wurden durch Glühen

¹⁾ Vgl. ELSTER u. GEITEL, Wied. Ann. 87, 315, 1889. Man vgl. ferner eine Arbeit von BERLINER (Wied. Ann. 88, 289, 1888), in der gezeigt wird, daß auch die in Platin occludierten Gase erst nach stundenlangem Glühen im Vakuum verschwinden.

des Platinstreifens, auf dem sie saßen, zu heller Gelbglut und bis nahe zum Durchschmelzen des Bleches nicht merklich vermindert, wenn sie ein positives Vorzeichen hatten; eher wurde in einzelnen Fällen eine geringe Erhöhung der positiven Oberflächenladung beobachtet, die 0,5 Volt betragen konnte. Hinzulassen von trockener Luft (s. unten § 8) und Glühen des Platinstreifens in dieser änderte die positive Oberflächenladung, wenn überhaupt, nur um einige Zehntel Volt.

Anders verhielten sich die negativen Oberflächenladungen. Diese wurden schon durch schwaches Heizen des Platinstreifens, auf die Temperatur der Grauglut stark herabgesetzt. So sank z. B. in einem Versuch der Betrag der negativen Doppelschicht, der vor dem Glühen — 1,0 Volt betragen hatte, durch $\frac{1}{2}$ Minute langes Heizen zu kaum sichtbarer Grauglut auf — 0,1 Volt herab, durch länger fortgesetztes Heizen bei derselben Heizstromstärke wurde 0,0 Volt erreicht. Rotglut und Gelbglut des Platinbleches wirkte ebenso: die negativen Oberflächenladungen wurden rasch herabgesetzt und zerstört, sie betrugen nach 30 Sekunden lang dauerndem Glühen höchstens einige Zehntel Volt. Eine Bestrahlung des Platinstreifens mit Kathodenstrahlen von 240 Volt und bei einigen Minuten Dauer genügte dann meist, um wieder Doppelschichten von der Größenordnung eines Volt hervorzurufen. Länger dauernde Immunität des geglühten Platinstreifens gegen neue Bestrahlung wurde erst wieder durch Kathodenzerstäubung erzielt.

§ 7. Es wurde bemerkt, daß sehr oft auf den von Kathodenstrahlen getroffenen Metalloberflächen gleichzeitig mit der Bildung der elektrischen Oberflächenladungen sich bunte, in dickerer Schicht braune Niederschläge absetzten. Diese materiellen Oberflächenschichten, welche der optischen Beobachtung nicht entgehen können, waren besonders stark in dem mit Fett- und Siegellackdichtungen versehenen Apparat (Fig. 1). Sie wurden beobachtet an Nickel, Cadmium, Kupfer, Messing, Platin, Zink, Kohle. An hochglanzpolierten Flächen waren sie nach längerer Bestrahlung (im ganzen von etwa $1\frac{1}{2}$ Stunden) so stark geworden, daß sie dunkelbraune, abplatzende Häutchen bildeten; unter diesen lag das Metall unversehrt. Herr MYLIUS hatte die Freundlichkeit, diese Häutchen chemisch zu untersuchen; er erklärte sie für rein organische Substanz. Wir vermuten daraufhin, daß die braunen Häutchen und Farbensichten aus organischen Dämpfen, die sich

unter dem Einfluß der Strahlen zersetzen und verkohlen, gebildet und an den Metallflächen abgesetzt werden. Es sei bemerkt, daß das im Wege der Kathodenstrahlen stehende Messingdrahtnetz (vgl. S. 440) ein scharfbegrenztes Schattenbild auf den Farbenschichten hervorrief. Die auf Platin gebildeten Farbenschichten ließen sich durch Glühen (§ 6) entfernen.

Die sichtbaren braunen und farbigen Niederschlagsschichten sind keineswegs immer da, wenn elektrische Doppelschichten auf den Metallen vorhanden sind. Wir haben Platinoberflächen von reinem Glanz beobachtet, die elektrische Schichten von etwa 2 Volt hatten. Andererseits zeigten zuweilen Platten mit farbigen Niederschlägen keine Potentialdifferenz. Wohl aber scheint die materielle Ablagerung in sichtbarer Form die Bildung der elektrischen Doppelschichten zu begünstigen. Nach langer Bestrahlung, wenn z. B. Doppelschichten von etwa 8 Volt beobachtet wurden, waren auch die braunen Schichten am stärksten. Sie sind eher hinreichend als notwendig für das Auftreten der elektrischen Oberflächenladungen. Platten mit farbigen Niederschlägen, die gegen Bestrahlung immun waren, kamen nicht vor.

§ 8. Wir haben untersucht, wie die beschriebenen Doppelschichten vom Gasdruck abhängen.

Die meisten der obigen Versuche wurden in verdünnter Luft, manche in Wasserstoff angestellt. Ein wesentlicher Unterschied der Erscheinungen in beiden Gasen trat nicht hervor. Kondensieren der Quecksilber- und Fettdämpfe in einem mit dem Entladungsgefäß kommunizierenden, in flüssige Luft getauchten U-Rohr war ebenfalls ohne nennenswerten Einfluß auf die Doppelschicht. Wenn man über P_2O_5 getrocknete Luft, Wasserstoff oder Sauerstoff in den Apparat ließ, so änderten sich bei langsamem Einströmen des Gases bis auf Atmosphärendruck die Größen der Doppelschicht und der zeitlichen Abklingungskonstante nur wenig.

Als Beispiel sei der in Fig. 3 dargestellte Abfall an zwei längere Zeit an der Luft aufbewahrt gewesenen, hochglanzpolierten und sauberen Nickelplatten dargestellt. Zu den aus Fig. 3 ersichtlichen Zeiten wurde der Gasdruck im Apparat geändert, ohne daß, wie man sieht, der Verlauf der Kurve wesentlich verändert würde.

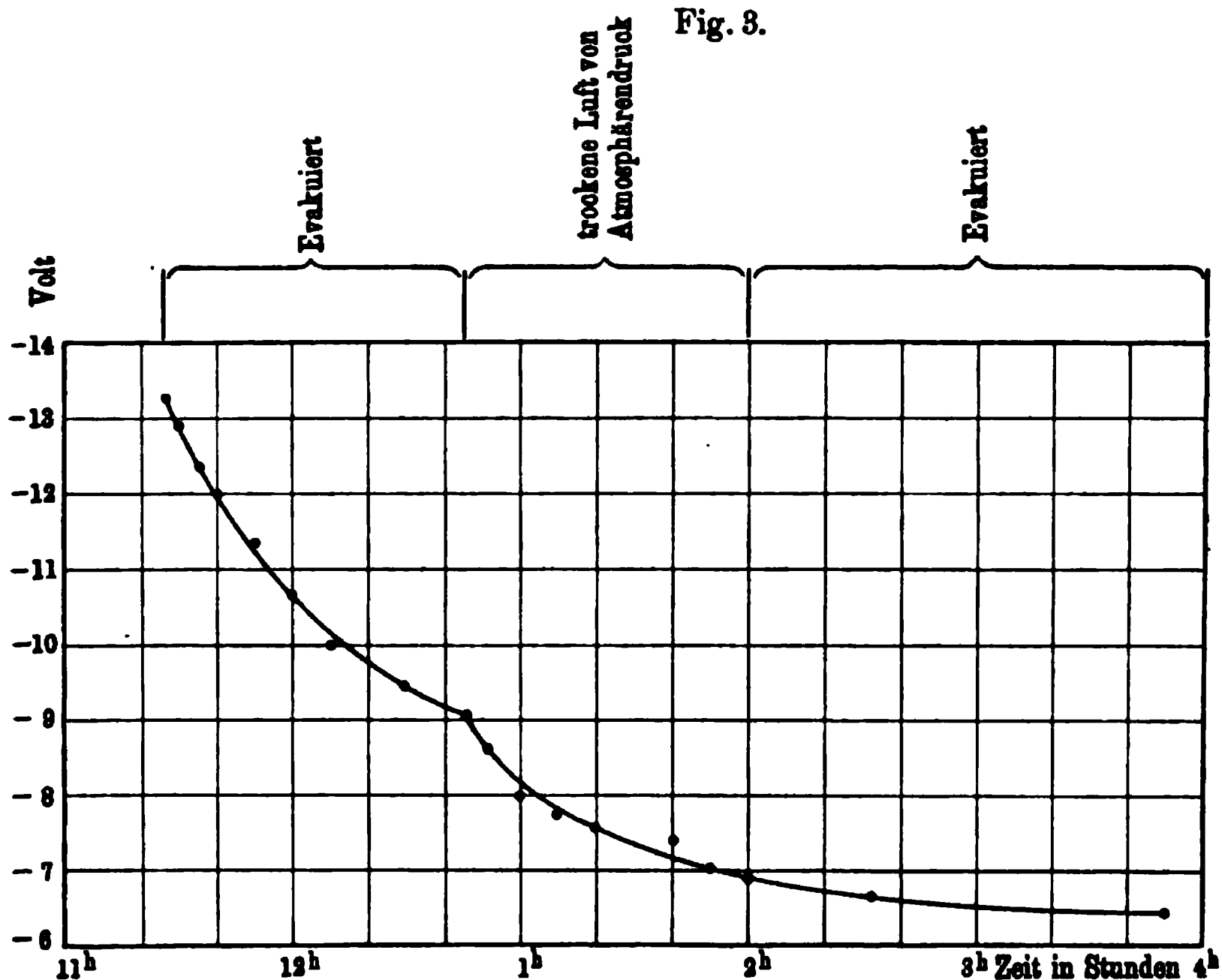
Das Hinzulassen feuchten Gases (Luft, H_2 , O_2) bewirkt ein rasches, zuweilen ein momentanes Verschwinden der Oberflächen-

ladungen; es ist so, als wenn feuchtes Gas einen leitenden Schluß zwischen den Belegungen der Doppelschicht herstellt. Die im § 7 beschriebenen Oberflächenfarben werden natürlich durch Feuchtigkeit nicht zum Verschwinden gebracht.

§ 9. Aus obigen Beobachtungen ziehen wir folgende Schlüsse:

1. Bei der Bestrahlung mit Kathodenstrahlen können sich auf festen Leitern, oft schon nach wenigen Sekunden, Oberflächenladungen von mehreren Volt ausbilden, die im Laufe der Zeit

Fig. 3.



geringer werden, aber tagelang haltbar sind. Diese Oberflächenladungen sind bei frischen Metallflächen nach kurz dauernder Bestrahlung (wenige Minuten) oft positiv, bei längerer Bestrahlung werden sie stets negativ.

2. Die Oberflächenladungen können durch genügend intensive Kathodenzerstäubung (am besten in feuchtem Gas) zerstört werden. Die so behandelten Metallflächen sind im feldfreien Raum längere Zeit, in unseren Versuchen etwa 1 Stunde lang, immun gegen neue Bestrahlung, d. h. es ruft eine etwa 1 Stunde lang dauernde

Bestrahlung mit Kathodenstrahlen von 240 bis 800 Volt noch keine Doppelschicht von einigen Zehntel Volt hervor. Dies tut aber wohl eine längere Bestrahlung. Vorangegangene Kathodenzerstäubung macht Platinoberflächen für elektrische Messungen im Vakuum brauchbar.

3. Auch in Gasen, welche Fett- und Quecksilberdämpfe enthalten, ist die Methode der Kathodenzerstäubung zur Beseitigung der elektrischen Doppelschichten anwendbar.

4. Durch Behandlung mit heißer, konzentrierter Salpetersäure gelang es uns nicht, das Auftreten der Doppelschichten auf Platin zu verhindern, auch wenn Fett- und Quecksilberdämpfe nach Möglichkeit vermieden waren.

5. Die Doppelschicht auf einem Platinblech wird durch Glühen des Bleches auf Rotglut oder Gelbglut nicht zerstört, wenn sie positiv ist. Dagegen können negative Doppelschichten auf Platin durch schwaches Glühen zerstört werden. Glühen ruft keine länger anhaltende Immunität gegen neue Bestrahlung mit Kathodenstrahlen hervor. — Die farbigen materiellen Ablagerungen auf bestrahlten Metallen können durch Glühen zum Verschwinden gebracht werden.

6. Trockene Luft, Wasserstoff, Sauerstoff zerstören die einmal gebildete Doppelschicht, wenn überhaupt, viel weniger schnell als dies Feuchtigkeit tut. Immunität gegen neue Bestrahlung mit Kathodenstrahlen wird durch Zerstören der Doppelschicht mittels feuchter Gase nicht bewirkt.

Bemerkung
betreffs der spezifischen Wärme zweiatomiger Gase;
von P. Ehrenfest.

(Eingegangen am 27. Mai 1913.)

§ 1. Herr EUCKEN hat den Abfall der spezifischen Wärme des Wasserstoffes bei tiefen Temperaturen verfolgt¹⁾. Unterhalb $T = 60^\circ$ verhält sich Wasserstoff praktisch schon wie ein einatomiges Gas. Die Herren EINSTEIN und STERN²⁾ haben die Frage diskutiert, wie sich der von EUCKEN gefundene Abfall vom Standpunkt der Quantentheorie deuten ließe. Sie behandeln das rotierende Molekül als einen PLANCKschen Resonator mit veränderlicher Frequenz ν : die Winkelgeschwindigkeit $2\pi\nu$ des Moleküles (Dipoles) soll eben desto größer sein, je größere (kinetische) Energie das Molekül gerade besitzt

$$\varepsilon = \frac{L}{2} (2\pi\nu)^2. \quad 1)$$

Bezeichnet

$$P_I = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} \quad 2)$$

bzw.

$$P_{II} = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} + \frac{h\nu}{2} \quad 3)$$

die Totalenergie, die nach der älteren bzw. der neueren Theorie von PLANCK ein Oszillator von der Frequenz ν bei der Temperatur T hat, so setzen EINSTEIN und STERN

$$\varepsilon = \frac{L}{2} (2\pi\nu)^2 = P(\nu, T). \quad 4)$$

¹⁾ Sitzber. preuß. Akad., S. 141, 1912.

²⁾ Ann. d. Phys. 40, 551, 1913.

So wird jedem T ein ganz bestimmtes ν zugeordnet. Setzt man gerade dieses $\nu(T)$ in 4) ein, so erhält man:

$$\varepsilon = \frac{L}{2} [2\pi\nu(T)]^2. \quad 5)$$

Die Differentiation nach T gibt dann den Beitrag c_R , welchen die Rotation des Moleküls um eine Achse zur spezifischen Wärme des Wasserstoffs liefert.

Legt man bei diesem Gange der Rechnung das ältere PLANCKsche $P_I(\nu, T)$ zugrunde, so erhält man einen c_R -Verlauf, der bei tiefen Temperaturen grell den EUCKENSchen Messungsergebnissen widerspricht: die c_R -Kurve zeigt dann bei $T = 0$ eine vertikale Tangente, statt sich außerordentlich stark an die horizontale Achse anzuschmiegen, wie das Experiment verlangt.

Ein derartiges Anschmiegen und zwar unendlich hoher Ordnung trat aber sofort ein, wenn der Rechnung das neuere PLANCKsche $P_{II}(\nu, T)$ zugrunde gelegt wurde; wenn also auch der Rotationsbewegung des Moleküls eine bestimmte „Nullpunktsenergie“ zugeschrieben wird. Der so berechnete c_R -Verlauf zeigte dann auch bei den höheren Temperaturen (196°, 300°) leidlich guten Anschluß an die von EUCKEN angegebenen Zahlen, falls man die einzige noch verfügbare Konstante (das Trägheitsmoment L des Moleküls) so wählte, daß bestmöglicher Anschluß der Kurve an die Messungen bei den tiefen Temperaturen erzielt wurde.

Dieses Ergebnis sehen EINSTEIN und STERN als wesentliches Argument für die Annahme einer Nullpunktsenergie an. Die Autoren weisen darauf hin, daß ihre Art der Rechnung, die jedem T ein ganz bestimmtes ν zuordnet, in statistischer Beziehung noch korrigiert werden müßte: Berücksichtigung der Streuung der ν -Werte um einen häufigsten Wert.

§ 2. Bei diesem Stand der Frage ist es wohl nicht überflüssig, kurz anzugeben, welchen c_R -Verlauf eine bestimmte andere Art der Berechnung liefert, die sich in statistischer Beziehung konsequent bis zu Ende durchführen läßt. Bemerkenswert ist jedenfalls, daß sich dabei das Anschmiegen unendlich hoher

Ordnung an die horizontale Achse (bei $T = 0$) ganz ohne Einführung einer Nullpunktsenergie ergibt. Betrachten wir von den beiden Rotationsbewegungen des H_2 -Moleküls zunächst nur die eine. Dann wollen wir also mit folgenden Annahmen rechnen:

A. Es sind nur solche Rotationsgeschwindigkeiten $2\pi\nu$ möglich, bei denen die kinetische Energie ein ganzzahliges Multiplum von $\frac{h\nu}{2}$ ist¹⁾:

$$\frac{L}{2} (2\pi\nu)^2 = n \frac{h\nu}{2}. \quad 6)$$

Bezeichnet man den Drehungswinkel des Moleküls mit q , das zugehörige Moment $Lq = 2\pi\nu L$ mit p und betrachtet man denjenigen Streifen der p - q -Phasenebene, der zwischen $q = \mp\pi$ liegt, so bestehen also die erlaubten Phasengebiete aus dem Punkt:

$$q = p = 0 \quad 7)$$

und den Streckenpaaren:

$$p = \pm \frac{h}{2\pi}, \pm 2 \frac{h}{2\pi}, \pm 3 \frac{h}{2\pi}, \dots \quad 8)$$

B. Der Punkt $q = p = 0$ und jedes der Streckenpaare 8) sollen bei den statistischen Betrachtungen als „gleichmögliche“ Phasengebiete behandelt werden²⁾.

¹⁾ Herr LORENTZ hat in einer Diskussion auf dem Solvay-Kongreß 1911 (Rapports, p. 447) kurz den Ansatz formuliert: die kinetische Energie der Rotation soll nur ganzzahlige Vielfache von $h\nu$ betragen können. Daß hier der Quantenansatz mit ganzen Vielfachen von $\frac{h\nu}{2}$ statt von $h\nu$ operieren muß, läßt sich aus einem sehr allgemeinen Gesichtspunkt zeigen. Im vorliegenden Anwendungsfall hat übrigens die Wahl zwischen den beiden Ansätzen nur Einfluß auf den Zahlwert, den man aus dem beobachteten Temperaturverlauf der spezifischen Wärme für das molekulare Trägheitsmoment L berechnet.

²⁾ Man nehme einen Augenblick an, daß auf das Molekül (Dipol) ein orientierendes Feld wirkt. Bei sehr kleinen Beträgen der kinetischen Energie würde dann das Molekül sinusförmig pendeln. Die entsprechenden Phasenkurven in der q - p -Ebene wären Ellipsen um den Punkt $q = p = 0$, wie für die PLANCKschen Resonatoren; bei diesen behandelt man aber die Ellipsen als untereinander und mit dem Punkt $q = p = 0$ „gleichmöglich“. Bei größerer kinetischer Energie wird das Molekül sich überschlagen und in einem oder anderen Sinn runderdrehen: die Ellipse hat sich in ein Paar gewellter Kurvenstücke zwischen $q = \mp\pi$ aufgelöst. Bei noch höherer kinetischer

Wir fragen nach der „wahrscheinlichsten“ Verteilung von N Molekülen über diese verschiedenen Phasengebiete, falls die Summe ihrer Rotationsenergien vorgegeben ist. Man rechne in der gewohnten Weise, insbesondere führe man auch die absolute Temperatur nach dem Verfahren von PLANCK als den reziprok genommenen Differentialquotienten von Entropie nach Energie ein. Man erhält dann wie immer:

$$a_n = N \frac{e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}}}{\sum_0^{\infty} e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}}} \quad 9)$$

für die Zahl der Moleküle, die auf das Phasengebiet von der Energie ϵ_n fallen.

$$E_R = \sum a_n \epsilon_n = N \frac{\sum_0^{\infty} \epsilon_n e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}}}{\sum_0^{\infty} e^{-\frac{\epsilon_n}{kT}}} \quad 10)$$

ist dann die Rotationsenergie, die alle N Moleküle zusammen erhalten. Die individuellen Züge unserer Aufgabe treten nur erst in dem Augenblick hervor, wo wir für die ϵ_n die (kinetischen) Energiebeträge der Phasengebiete 7) und 8) einsetzen:

$$\epsilon_n = n^2 \frac{h^2}{8\pi^2 L} \quad 11)$$

Dann sieht man, daß in 10) die Exponenten von e proportional mit n^2 wachsen und nicht proportional mit n , wie dies z. B. in den analogen Formeln für die PLANCKschen Resonatoren (mit ihrem konstanten ν) der Fall ist¹⁾. Setzt man 11) in 10) ein und differenziert man nach T , um aus E_R das c_R abzuleiten, so

Energie degenerieren diese Kurvenstücke in Streckenpaare 8). — Durch unendliche langsame Abschwächung des orientierenden Feldes kann man alle pendelnden Moleküle „adiabatisch“ in uniform rundlaufende überführen: die Ellipsen um $q = p = 0$ in Streckenpaare 8).

¹⁾ (Anmerkung bei der Korrektur.) Aus einer Bemerkung in der eben erschienenen Arbeit von K. F. HERZFELD zur Elektronentheorie der Metalle, Ann. d. Phys. 41, 27, 1913 — vgl. dort die Fußnote auf S. 33 — ist zu ersehen, daß auch schon Herr STERN in einer noch nicht publizierten Untersuchung zu dieser Gleichung für den Energieinhalt gelangt ist.

erhält man eine Endformel, die sich leicht auf folgende Form bringen läßt:

$$c_R = N k \sigma^2 \frac{d^2 \lg Q(\sigma)}{d \sigma^2}. \quad (12)$$

Hierbei ist

$$\sigma = \frac{h^2}{8 \pi^2 L k T} \quad (13)$$

$$Q(\sigma) = 1 + e^{-\sigma} + e^{-4\sigma} + e^{-9\sigma} + \dots e^{-n^2\sigma} + \dots \quad (14)$$

Da wir bisher nur die Rotation um eine Achse betrachtet haben, müssen wir den Wert 12) noch mit 2 multiplizieren, um den vollen Beitrag c_{2R} zu erhalten, den die beiden Rotationsbewegungen des Moleküls zur spezifischen Wärme liefern:

$$c_{2R} = 2 N k \cdot \sigma^2 \frac{d^2}{d \sigma^2} [\lg Q(\sigma)]. \quad (15)$$

Für große σ (also kleine T) ist die numerische Auswertung mit Hilfe der Reihe 14) sehr bequem. Für kleine σ geht man zu einer umgeformten Reihe über. — $Q(\sigma)$ steht nämlich in folgender einfacher Beziehung zu den JACOBISCHEN Thetafunktionen:

$$Q(\sigma) = \frac{1}{2} \left[1 + \vartheta_3 \left(0, \frac{i\sigma}{\pi} \right) \right] \quad (16)$$

wo $\vartheta_3(0, \tau)$ die Reihe bezeichnet:

$$\vartheta_3(0, \tau) = 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} e^{n^2 \pi i \tau}. \quad (17)$$

Nun gilt aber folgende Transformationsformel¹⁾:

$$\vartheta_3(0, \tau) = \sqrt{\frac{i}{\tau}} \vartheta_3 \left(0, -\frac{1}{\tau} \right), \quad (18)$$

woraus zurück für die Transformation von $Q(\sigma)$ folgt:

$$Q(\sigma) = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{\pi}{\sigma}} \left[-\frac{1}{2} + Q \left(\frac{\pi^2}{\sigma} \right) \right]. \quad (19)$$

Für kleine σ wird das Argument von $Q \left(\frac{\pi^2}{\sigma} \right)$ bequem groß.

Die ausgezogene Kurve der Figur zeigt den nach 15) berechneten Verlauf von c_{2R} .

¹⁾ Siehe WEIERSTRASS-SCHWARZ: Formeln und Lehrsätze der elliptischen Funktionen, S. 46, Formel 8.

Bemerkungen.

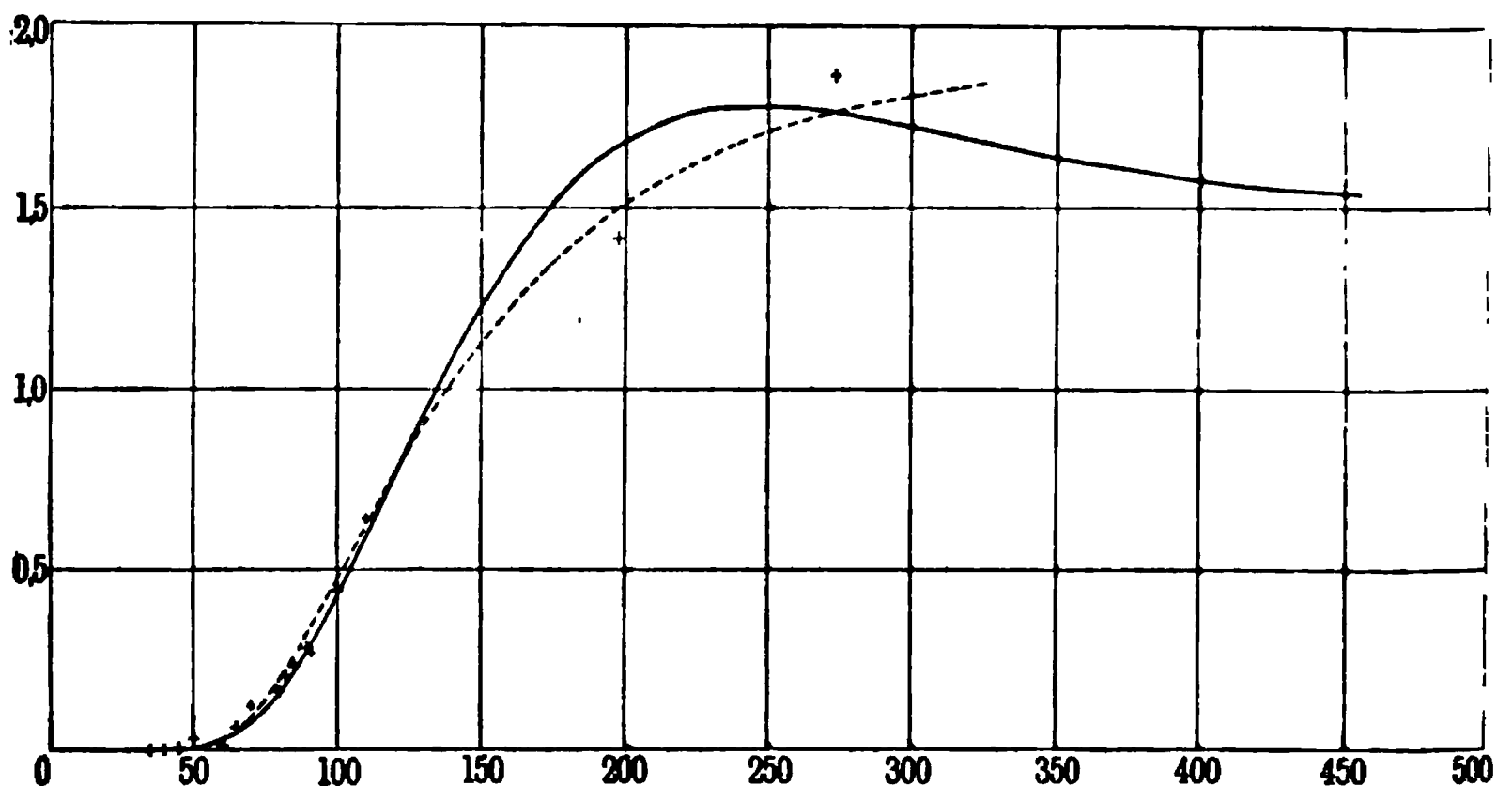
1. Um die berechnete c_{2R} -Kurve bestmöglichst an die EUCKENschen Zahlen bei tiefen Temperaturen anzuschließen, wurde die einzige verfügbare Konstante

$$\sigma T = \frac{h^2}{8\pi^2 L k} = 570$$

gesetzt. Das liefert für das molekulare Trägheitsmoment L den Wert

$$L = 0,69 \cdot 10^{-40}.$$

2. In der Nähe von $T = 0$ verläuft die c_{2R} -Kurve wie $A T^{-2} e^{-\frac{B}{T}}$. Also Anschmiegen unendlich hoher Ordnung an die horizontale Achse ohne Einführung einer Nullpunktsenergie.



3. Für $T = \infty$ nähert sich c_{2R} von unter her asymptotisch dem Equipartitionswert Nk , wie das ja auch bei der spezifischen Wärme der PLANCKschen Resonatoren der Fall ist. Im Gegensatz aber zu dem monoton wachsenden Verlauf der c_v -Werte für die PLANCKschen Resonatoren sieht man hier c_{2R} nach einem anfänglichen Maximum bei etwa 250° abs. (Höhe $= 0,89 Nk$) wieder abfallen bis zu einem Minimum bei etwa 550° abs. (Höhe $= 0,76 Nk$). Nur erst dann geht c_{2R} endgültig nach Nk hinauf¹⁾. Die noch

¹⁾ Eine derartige „Hemmung“ in der Erreichung des Equipartitionswertes wird wohl auch noch in anderen Fällen eines veränderlichen ν auftreten können; z. B. bei der Übertragung des hier besprochenen Quantenansatzes auf die quasiperiodischen Bewegungen, welche die Moleküle eines idealen Gases infolge der Zusammenstöße untereinander ausführen.

höher liegenden Werte der spezifischen Wärme, welche man aus den Messungen im Temperaturintervall 1700 bis 2700 abs. berechnet hat¹⁾, würden natürlich schon durch die Betätigung weiterer Freiheitsgrade (Schwingungen der Atome gegeneinander, Rotation um die Symmetrieachse) gedeutet werden müssen.

4. Die gestrichelte Kurve in der Figur ist diejenige, die EINSTEIN und STERN auf Grund der Annahme einer „Nullpunktsenergie“ für den c_{2R} -Verlauf angegeben haben.

¹⁾ BJERRUM, ZS. f. Elektrochem. 17, 731, 1911; 18, 104, 1912.

***Ballistische Messungen der magnetischen Viskosität
unter besonderer Berücksichtigung der Selbst-
induktion. (Auszug aus Hallenser Dissertationen¹⁾;
von W. Luthé.***

(Eingegangen am 22. Mai 1913.)

Unter magnetischer Nachwirkung, auch Viskosität oder magnetische Verzögerung genannt, versteht man die Erscheinung, daß der magnetische Zustand der ihn hervorrufenden Kraft nicht augenblicklich folgt, daß vielmehr eine gewisse merkliche Zeit vergeht, ehe der magnetische Endzustand erreicht ist²⁾. Es sind vielfach Versuche über die Nachwirkung ferromagnetischer Metalle angestellt worden; es hat sich dabei fast allgemein als Gesetz herausgestellt, daß die magnetische Viskosität bei hohen Werten der Permeabilität am stärksten ausgeprägt ist. Dies beweisen die Ergebnisse der Untersuchungen von R. JOUAUST³⁾, D. MAZOTTO⁴⁾, RÜCKER⁵⁾, REINICKE⁶⁾, OTTO⁷⁾ und LAHRS⁸⁾. Im Gegensatz dazu stehen freilich Beobachtungen von M. WIEN⁹⁾, nach welchen die magnetische Verzögerung bei maximaler Permeabilität verschwindend klein ist. Die Beantwortung der Frage, ob nicht die ganze Erscheinung der magnetischen Nachwirkung durch den infolge der Selbstinduktion verzögerten Stromanstieg hervorgerufen wird, ist das Ziel vorliegender Arbeit, welche auf freundliche Anregung und mit steter gütiger Unterstützung von Herrn Professor Dr.

¹⁾ H. ROEDER: Ist die magnetische Nachwirkung auf Selbstinduktion im Magnetisierungskreise zurückzuführen? W. LUTHÉ: Ballistische Messungen der magnetischen Viskosität an Ringen aus Elektrolyteisen, Kobalt und Nickel.

²⁾ Im Unterschied hierzu wird als Hysteresis das Zurückbleiben des magnetischen Zustandes überhaupt hinter der ihn veranlassenden magnetisierenden Kraft bezeichnet; diese Erscheinung ist also keine Funktion der Zeit.

³⁾ C. R. 139, 272, 1904.

⁴⁾ Nuov. Cim. (5) 11, 81, 1900; entnommen aus den Beibl. 24, 1166, 1900.

⁵⁾ Dissertation Halle 1905, S. 74 ff.

⁶⁾ Ebenda 1908, S. 38 ff.

⁷⁾ Ebenda 1909, S. 36 ff.

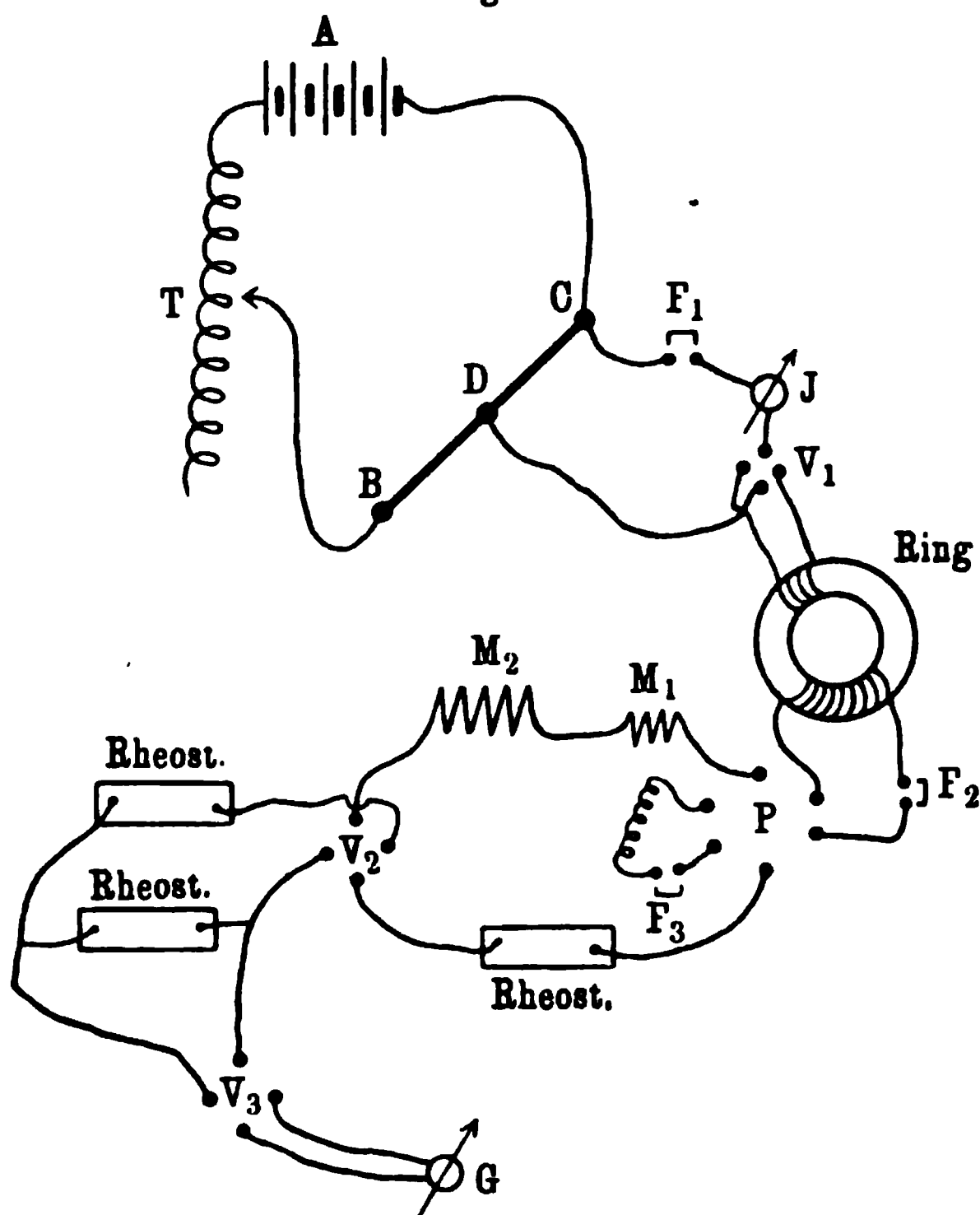
⁸⁾ Ebenda 1911, S. 40.

⁹⁾ Wied. Ann. 66, 888, 1898.

E. DORN an Ringen aus Eisen und Eisensiliziumlegierungen verschiedenen Prozentgehaltes von ROEDER, an Ringen aus Elektrolyteisen, Kobalt und Nickeldraht von mir durchgeführt worden ist.

Die schon mehrfach sich bei magnetischen Untersuchungen im hiesigen Institut aufs beste bewährte Anordnung wurde auch hier benutzt. Der Übersicht halber sei die Versuchsanordnung mit wenigen Worten beschrieben (siehe die schematische Fig. 1).

Fig. 1.



Von der Stromquelle *A* (fünf große Akkumulatoren) lief der Strom durch einen von 0 bis 61 Ohm variierbaren technischen Widerstand *T* über einen etwa 1 m langen und 2 mm dicken Manganindraht *BC* zum Anfangspunkt *A* zurück. Vom Manganindraht *BC* wurde mittels der festen Klemme *C* und der beweglichen *D* der eigentliche Magnetisierungsstrom in zweckentsprechender Weise abgezweigt. Dieser Verzweigungsstrom floß von *C* über einen

Kontakt an der Fallmaschine ¹⁾ F_1 , den Gleichstrommesser J (ein Präzisionsamperemeter von SIEMENS und HALSKE), einen Kommutator und die primäre Wickelung des betreffenden Ringes nach D zurück.

Zur Messung der Elektrizitätsmenge, welche durch Veränderung der Kraftlinienzahl innerhalb der sekundären Wickelung in dieser ins Fließen gebracht wird, diente ein Deprez-d'Arsonvalgalvanometer von EDELMANN. Die Ablesungen erfolgten mit Fernrohr, Spiegel und Skala; der Abstand letzterer betrug etwa 4 m. Die Empfindlichkeit des Galvanometers wurde mittels zweier Magnetinduktoren M_1 und M_2 bestimmt, deren EMK mit Hilfe eines Erdinduktors nach WILH. WEBER auf absolutes Maß zurückgeführt war. Aus zahlreichen Beobachtungen ergaben sich folgende Werte der EMK:

$$\text{für } M_1 \dots e_1 = 2,11 \cdot 10^4 \text{ C G S.}$$

$$\text{für } M_2 \dots e_2 = 3,53 \cdot 10^5 \text{ C G S.}$$

Oft mußte die Empfindlichkeit des Galvanometers auf $1/10$ bzw. $1/100$ der normalen herabgesetzt werden, ohne daß jedoch eine Änderung der Dämpfung und des Widerstandes des sekundären Stromkreises eintreten durfte. Dies geschah nach dem Verfahren von W. VOLKMANN²⁾. Eine POHLsche Wippe P gestattete nach Belieben die Sekundärwickelung des Ringes oder einen ihr äquivalenten Widerstand in den Galvanometerkreis einzuschalten. Praktisch geschah dies an den Kontakten der Fallmaschine, welche im Schema mit F_2 und F_3 bezeichnet sind. V_1 und V_2 ermöglichen, ersterer den Induktionsströmen in G stets die gleiche Richtung zu geben, letzterer durch Kurzschließen des Galvanometers eine größere Dämpfung herbeizuführen und somit ein schnelleres und bequemerer Arbeiten zu bewirken. Um den störenden Einfluß der Thermoströme auf ein Minimum herabzudrücken, waren sämtliche Klemmen und Rheostaten sorgfältig in Watte eingepackt und zur Beleuchtung der Skala Kerzenlicht verwandt.

Um den Sekundärkreis eine gemessene Zeit nach Schließung oder Öffnung des Primärstromes zu schließen, diente eine Abänderung der ATWOODschen Fallmaschine. Eine ausführliche

¹⁾ Siehe weiter unten.

²⁾ Nebenschlußkasten zum Drehspulengalvanometer. Ann. d. Phys. (4) 10, 217, 1903.

Beschreibung dieser Einrichtung findet sich in den Dissertationen von REINICKE und LAHRS. „Das aus einer gewissen fixierten Höhe fallende Gewicht schloß zuerst vermittelt eines starken, als Übergewicht dienenden Bügels den Primärkreis, lief nach Abheben desselben mit gleichförmiger Geschwindigkeit weiter und schloß nach beliebig wählbarer Zeit durch einen zweiten Bügel den Sekundärkreis. Gleichzeitig schlug das eigentliche Fallgewicht einen dünnen Draht aus einem Quecksilbernäpfchen und schaltete dadurch den Äquivalentwiderstand für die Sekundärwicklung des Ringes aus.“ Die Bestimmung der Fallzeiten wurde mit Hilfe eines Chronographen ausgeführt, dessen Teile aus der Fabrik mathematischer Instrumente von CLEMENS RIEFLER, München und Nesselwang, und von H. WETZER, Pfronten, bezogen waren. Wegen der etwa auftretenden magnetischen Verzögerung in den Elektromagneten des Chronographen wurden die Zeiten dreier verschiedener Fallräume ermittelt. Da bei allen drei Fallräumen stets die gleiche Feldstärke in den Elektromagneten und somit auch gleiche Verzögerung vorlag, so ergab die Differenz der am Chronographen gemessenen Zeiten den tatsächlichen Wert. Diese Methode schien mir bedeutend genauer zu sein, als ein bloßes Ausprobieren des Fallraums pro Sekunde, wie es die früheren Beobachter¹⁾ getan hatten. Die drei verschiedenen Fallräume betrugen 10, 15 und 20 cm. Der Chronograph war derart eingestellt, daß für die Zeiteinheit eine Länge von 2 cm aufgezeichnet wurde. Es wurde gemessen für den Fallraum:

I.	10 cm	1,85 mm
II.	15 „	2,75 „
III.	20 „	4,55 „

Es ist die Differenz

I. und II.	5 cm	0,90 mm
II. und III.	10 „	1,80 „
I. und III.	15 „	2,70 „

Hieraus folgt übereinstimmend für

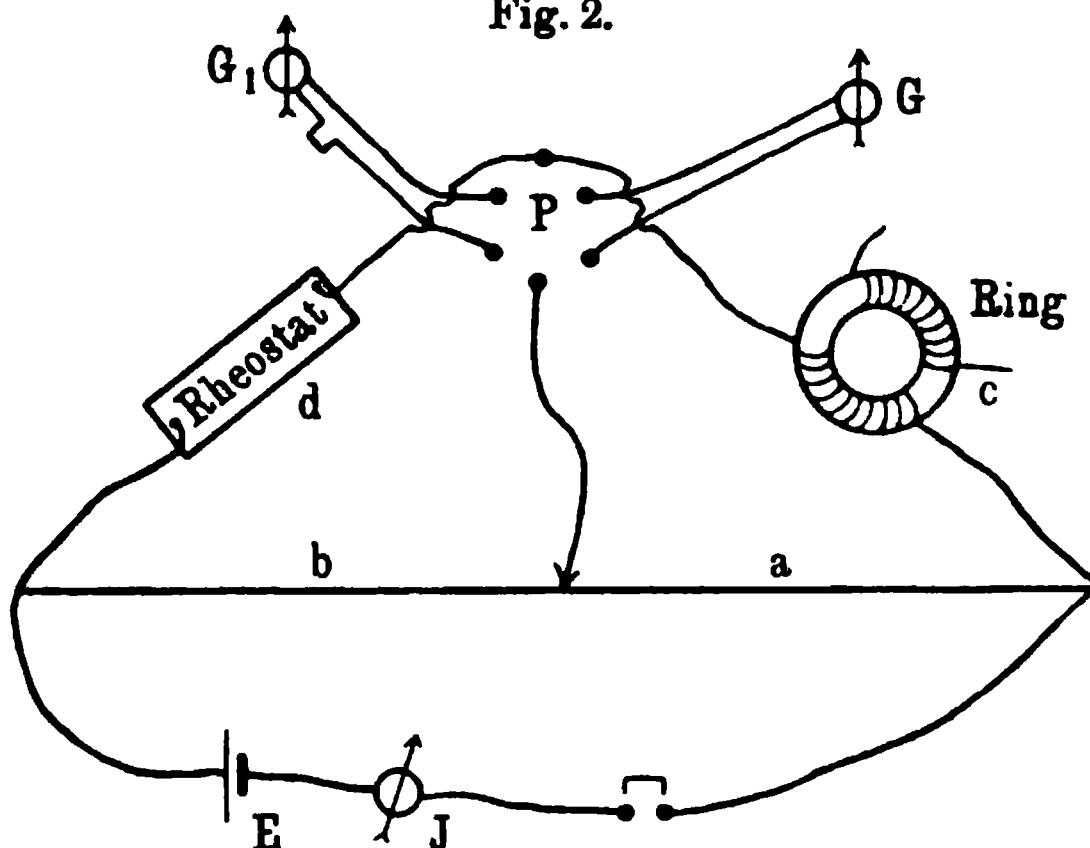
$$1 \text{ cm Fallraum} \dots 0,18 \text{ mm} = 0,009 \text{ sec.}$$

Bei Stromschluß arbeitete ich durchweg mit dieser Fallzeit von 0,009 sec/cm. Zeitdifferenzen von halben und ganzen Sekunden wurden nicht mit dieser Vorrichtung gemessen, sondern das

¹⁾ Auch in der Arbeit von H. ROEDER.

Einschalten der Kontakte geschah nach dem Schlage eines Halbskundenpendels mit der Hand. Für das Arbeiten bei der Stromunterbrechung war oben erwähnte Anordnung so abgeändert: An der Stelle F_1 der Figur wurde ein zweiarmiger Hebel angebracht, welcher am Ende des längeren Armes einen hakenförmigen Bügel aus Kupferdraht trug. Durch diesen waren zwei Quecksilbernäpfe leitend verbunden, so daß der Primärkreis geschlossen gehalten wurde. Wurde die Fallmaschine in Tätigkeit gesetzt, so schlug jetzt der als Übergewicht dienende Bügel auf das Ende des kürzeren Hebelarmes und riß somit den Kupferbügel aus den Kontaktnäpfen. Im weiteren verlief der Versuch

Fig. 2.



dann genau, wie vorher beim Arbeiten mit Stromschluß. Da jedoch bei den Untersuchungen des Stromöffnens möglichst kurze Zeiten erwünscht waren, so wurde die für Stromschluß fixierte Höhe, von der das Gewicht zu fallen begann, vergrößert und wiederum fest markiert. Die Bestimmung der Fallzeiten erfolgte in gleicher Weise, wie oben¹⁾ angegeben; es betrug jedoch die Zeit, welche zum Zurücklegen von 1 cm Weg nötig war, 0,0065 sec.

Das untersuchte Material, es waren sieben Ringe, war teilweise schon zu früheren Messungen benutzt worden, und es konnte daher in diesen Fällen auf die bereits vorliegenden Ergebnisse zurückgegangen werden. Letzteres gilt von dem Eisenring²⁾,

¹⁾ Siehe S. 461.

²⁾ Dissertation LAHRS.

den drei aus Eisensiliziumlegierungen von verschiedenem Prozentgehalt (0,61 Proz., 1,94 Proz. und 4,55 Proz. Si) bestehenden¹⁾, und vom Kobaltring²⁾; teilweise auch vom Nickeldrahtring³⁾. Ganz neu war der aus dünnen, elektrisch isolierten Blechringen aufgebaute Elektrolyteisenring, dessen Material von den LANGBEIN u. PFANHAUSER-Werken, Leipzig-Sellershausen, bezogen war.

Die Daten der Ringe sind in folgender Tabelle zusammengestellt, worin bedeuten:

- z die Anzahl der den metallischen Querschnitt bildenden Streifen bzw. Ringe,
- M die Masse in Gramm,
- s das spezifische Gewicht,
- q den Querschnitt innerhalb der Sekundärspule,
- q_1 den metallischen Querschnitt,
- q_2 den Querschnitt des Interferrikums,
- Q den Querschnitt innerhalb der primären Spule,
- N die Gesamtwindungszahl der Primärwicklung,
- \mathfrak{N} die Anzahl der sekundären Windungen,
- R den Radius des Leitkreises.

Tabelle 1.

Ring	Eisen	0,61 Proz. Si	1,94 Proz. Si	4,55 Proz. Si	Elektro- lyteisen	Kobalt	Nickel
z	14	14	14	14	20	1	740
M in g .	72,42	75,77	49,17	61,68	71,34	108,72	—
s	7,800	7,700	7,614	7,457	7,755	8,005	8,924
q in qcm	0,600	0,530	0,440	0,480	0,537	0,493	0,684
q_1 in qcm	0,249	0,266	0,175	0,223	0,270	0,493	0,324
q_2 in qcm	0,351	0,264	0,265	0,257	0,267	—	0,360
Q in qcm	1,583	2,014	1,583	1,720	1,858	1,221	1,706
N	333	291	291	289	279	412	293
\mathfrak{N}	549	547	566	572	507	758	493
R in cm	5,93	5,89	5,88	5,90	5,44	4,41	5,33

Die experimentelle Ermittlung der Induktionskoeffizienten geschah nach den Angaben bei KOHLRAUSCH, Lehrbuch der prakt. Physik, 11. Aufl., S. 535 und 536, ferner S. 542.

Die Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten erfolgte durch Messung in der Brücke nach der Methode von Herrn

¹⁾ Dissertation LAHRS.
²⁾ Dissertation ASMUS.
³⁾ Dissertation REINICKE.

Professor Dr. DORN. An der Hand der schematischen Fig. 2 will ich das Wesentlichste kurz erwähnen: In c befinde sich die zu messende Spule, G ist ein ballistisches Galvanometer vom Widerstande γ und G_1 ein Hilfgalvanometer. Alle übrigen Zweige sind merklich frei von Induktion und Kapazität. In den Stammstrom kommt ein Element und ein Gleichstrommesser, das bereits erwähnte Präzisionsamperemeter von SIEMENS u. HALSKE. Vermöge des Hilfgalvanometers werden die Widerstände so abgeglichen, daß Stromlosigkeit in der Brücke herrscht, daß also die Beziehung $a:b = c:d$ gilt; darauf wird statt des Hilfgalvanometers das Hauptgalvanometer angelegt und möglichst schnell der Hauptstrom unterbrochen. Bezeichnet τ die Schwingungsdauer, k das Dämpfungsverhältnis, Λ das natürliche logarithmische Dekrement, ist ferner

$$h = \frac{(a + c)(b + d) + \gamma(a + b + c + d)}{b}$$

und s der Ausschlag, so ist das Selbstpotential des Leiters in c

$$L = \frac{h \cdot C \cdot \tau \cdot s}{J \cdot \pi} k^{\frac{1}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\Lambda}{\pi}}.$$

Wenn kein Strom in der Brücke fließt, ist

$$J = \frac{i_c(a + b + c + d)}{a + b} = \frac{i_c(b + d)}{b},$$

wo J und i_c die Intensität des Stammstromes und im Leiter c bedeuten.

Um eine bestimmte Stärke des magnetisierenden Feldes zu erhalten, wurde aus den Daten des betreffenden Ringes das erforderliche i_c und dann nach obiger Formel J berechnet. Durch Einregulierung auf dieses J konnte also die gewünschte Feldstärke erhalten werden.

Die experimentelle Bestimmung der gegenseitigen Induktionskoeffizienten in absolutem Maße geschah nach Formel

$$M = \frac{w \cdot C \cdot \tau \cdot s}{J \cdot \pi} k^{\frac{1}{\pi} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\Lambda}{\pi} 1)},$$

wo w der Widerstand des Sekundärkreises, J die primäre Stromstärke ist, C , τ , s , Λ dieselbe Bedeutung wie oben habe. Der Reduktionsfaktor C des Galvanometers G wurde durch Strom-

¹⁾ KOHLRAUSCH, Lehrb. d. prakt. Physik, 11. Aufl., S. 542.

verzweigung ermittelt. Aus zahlreichen Beobachtungen erhielt ich ¹⁾ für

$$C = 0,2326 \cdot 10^{-7} \text{ Ampere/Skt.}$$

Die nach diesen Formeln für den Selbstinduktions- und gegenseitigen Induktionskoeffizienten erhaltenen Zahlenwerte sind teilweise in Tabelle 2, S. 469 zusammengestellt. Es sind die Koeffizienten in Henry und die Feldstärken in Gauß angegeben.

Die Nachwirkungsversuche.

Das Prinzip der experimentellen Nachwirkungsbeobachtungen ist, den Sekundärkreis erst eine bestimmte Zeit nach Stromschluß bzw. Unterbrechen des primären zu schließen; der nach dieser Zeit noch hervorgerufene oder verschwindende Magnetismus induzierte im sekundären Kreise eine elektromotorische Kraft, deren Intensität am Galvanometer messend verfolgt wurde. Die kurzen Zeitunterschiede lieferte in befriedigender Weise die oben erwähnte ATWOODsche Fallmaschine. Vor jeder Versuchsreihe wurde nach Einstellung der gewünschten Feldstärke der Ring mit der großen Dynamomaschine des Instituts entmagnetisiert. Wechselstrom von etwa 75 Volt und einer Stromstärke von 3 Ampere wurde durch die Primärwicklung geschickt. Durch Benutzung des Spannungregulators, Einschalten von Widerstand und Auslaufenlassen der Maschine wurde die Intensität allmählich auf Null herabgedrückt. Nach der Entmagnetisierung erfolgten, unter Berücksichtigung der von G. WIEDEMANN ²⁾ entdeckten und TOMLINSON ³⁾ weiter untersuchten sogenannten molekularen Akkommodation, mehrere zyklische Magnetisierungsprozesse. Die Beobachtung der Viskosität ging stets an derselben Stelle im Zyklus vor sich. Vor und nach jeder Ablesung wurde durch Eintauchen des Sekundärbügels die Wirkung des dabei auftretenden Thermostroms ermittelt und in entsprechender Weise bei der Viskositätsmessung in Rechnung gesetzt.

Um einen Vergleich der Nachwirkungserscheinungen bei Schluß und Öffnen des Stromes möglich zu machen, wurden allein die

¹⁾ ROEDER 0,2328 · 10⁻⁷.

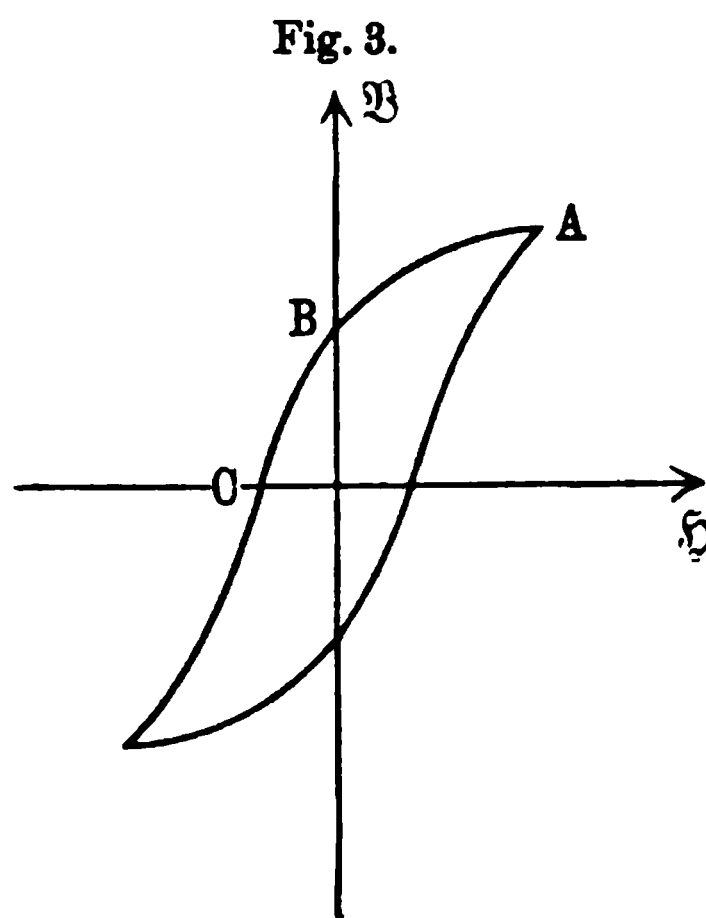
²⁾ G. WIEDEMANN, Lehre von der Elektrizität, 2. Aufl. 1895, Bd. 3, S. 491.

³⁾ H. TOMLINSON, Proc. Roy. Soc. London 47, 13, 1889, und WIEDEMANN, S. 492.

kurzen Zweige der Hysteresis der Messung unterzogen. Das Stromöffnen erfolgte also derart, daß in dem zyklischen Prozeß (s. Fig. 3) von der Stelle *A*, das ist vom Maximum der Induktion, nach *B* hin, also in normaler Weise der Magnetisierungsprozeß vollzogen wurde. Beim Stromschluß wurden dagegen die Versuche so vorgenommen, daß im Zyklus an der Stelle *B* der Strom in entgegengesetzter Richtung, also nach *A* zurückgeschlossen wurde. Ein anderer Grund, nur die kurzen Zweige zu untersuchen, ist der Umstand, daß nur diese Werte im Vergleich mit späteren

theoretischen Berechnungen fruchtbare Ergebnisse zu liefern vermögen.

Eine willkürliche Auswahl der zahlreichen Beobachtungsreihen ist in Tabellen auf Seite 469 bis 478 zusammengefaßt. Aus diesen und auch aus den graphischen Darstellungen¹⁾ (Fig. 5 bis 10) geht unverkennbar hervor, daß bei hohen Werten der Permeabilität die Nachwirkung ihr Maximum hat. Die Ausschläge beim Arbeiten mit Öffnen des Primärstromes sind weit kleiner als bei Stromschluß; man hat es ja beim Unterbrechen mit der reinen



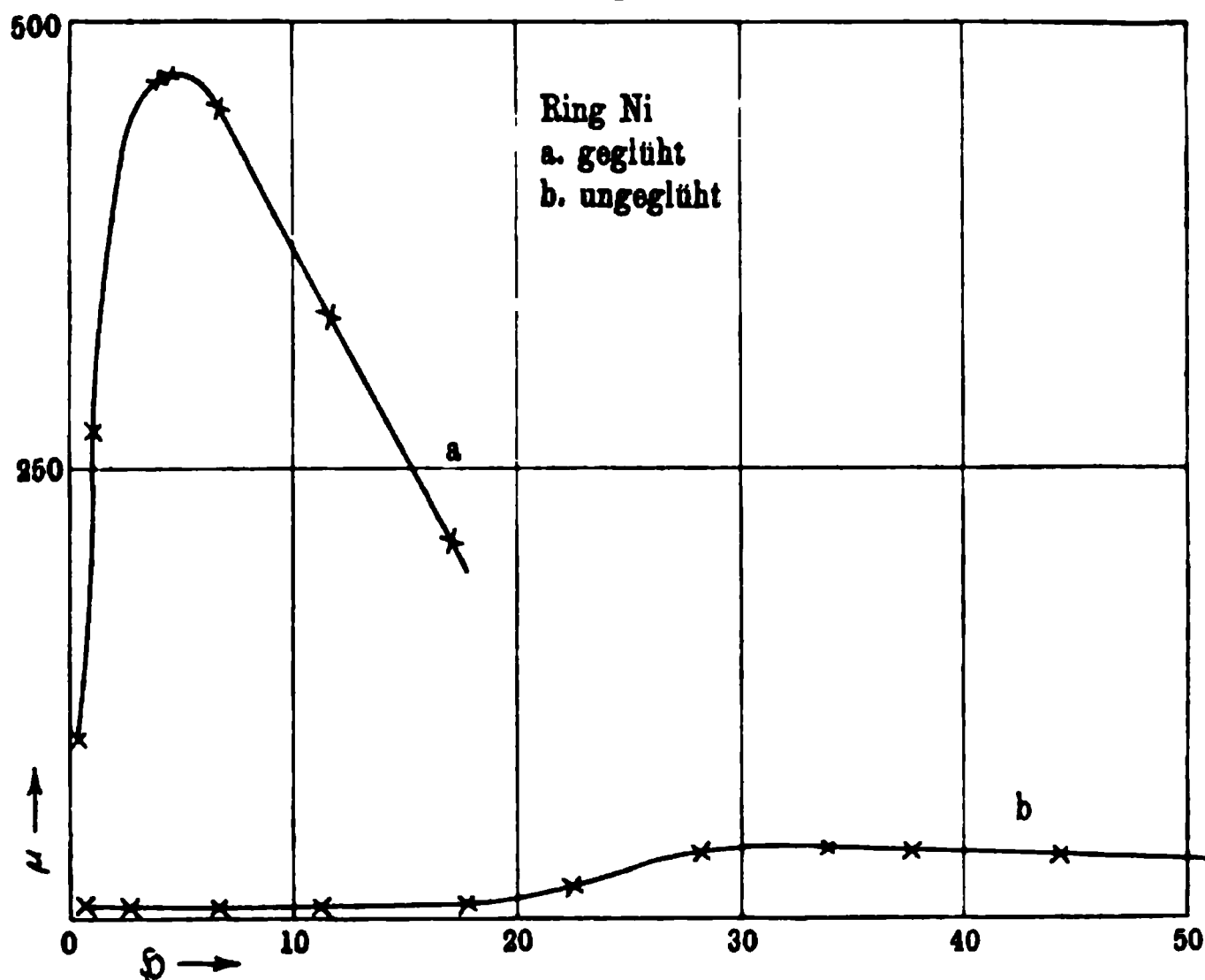
Nachwirkung zu tun, während beim Stromschluß die Selbstinduktion mitwirkt. Der Einfluß des Siliziums bewirkt eine wesentliche Abkürzung der Viskositätserscheinungen, wie ROEDER feststellte. Eine weitere Bestätigung dieser Ergebnisse brachten meine Untersuchungen am Elektrolyteisenring, bei dem die Nachwirkung stark ausgeprägt ist, ganz besonders im Maximum der Permeabilität. Der Kobaltring zeigte gleiches Verhalten, nur daß die Viskositätsbeträge bedeutend kleiner sind als bei den Eisenringen.

Besonders mühevoll waren die Untersuchungen am Nickeldrahtring, bei welchem infolge der mechanischen Bearbeitung des Nickeldrahtes bei der Herstellung des Ringes merkwürdige

¹⁾ In den Kurven sind die beobachteten Werte durch ausgezogene, die berechneten durch punktierte Linien zur Darstellung gebracht. Die Kurven der beobachteten Werte für Unterbrechung sind gestrichelt.

magnetische Verhältnisse auftraten. Die maximale Permeabilität¹⁾ betrug bei einer Feldstärke von 36,3 Gauß 78, und die Nachwirkungsversuche waren auch bei den allerkürzesten Zeiten minimal²⁾. Daher unterwarf ich den Ring einem Glühprozeß, um ihn hierdurch aus seinem Zwangszustande zu befreien. Auf Holzkohlenfeuer wurde der Ring etwa zwei Stunden bis auf Weißglut erhitzt und darauf das Feuer sich selbst überlassen. Am anderen Tage wurde der Ring vom Herd genommen, gut gereinigt, durch wiederholtes Bestreichen mit spirituöser Schellacklösung durchtränkt

Fig. 4.



und darauf wieder mit der Primär- und Sekundärwicklung versehen. Die Größen des metallischen Querschnitts, sowie die des Achsendurchmessers sind durch den Glühprozeß nicht geändert worden, dagegen die anderen Daten. Unter Benutzung der Bezeichnungen der Tabelle 1 (S. 462) ist nun:

$$\left. \begin{array}{l} R = 5,33 \text{ cm} \\ q_1 = 0,324 \text{ qcm} \\ q = 0,527 \text{ " } \\ q_2 = 0,203 \text{ " } \end{array} \right\} \text{ wie in Tabelle 1} \quad \begin{array}{l} Q = 1,55 \text{ cm} \\ N = 295 \\ \mathfrak{R} = 478 \end{array}$$

¹⁾ Über den ganzen Verlauf siehe Fig. 4(b).

²⁾ Für 0,0180 sec nur 0,5 Skt.; für 0,0270 sec 0,3 Skt.

Die Permeabilität war nach dem Glühen außerordentlich erhöht und erreichte ihr Maximum für eine geringe Feldstärke [Fig. 4(a)]. Auch die Elongationen bei den Versuchen über Viskosität haben sich am geglühten Material erheblich vergrößert; es sind auch in dieser Beziehung gänzlich geänderte magnetische Verhältnisse vorhanden. Im Vergleich zu den bei den Eisenringen und auch bei Kobalt beobachteten Nachwirkungerscheinungen ist der Betrag der magnetischen Verzögerung trotzdem äußerst gering; sie verläuft innerhalb weit kürzerer Zeiten. Wiederum zeigte sich in Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Versuche bei allen früheren Ringen, daß in der zur maximalen Permeabilität gehörigen Feldstärke die Verzögerung am größten ist.

Theoretische Betrachtung.

Die Induktionskoeffizienten¹⁾.

Ein Toroid vom metallischen Querschnitt q_2 , dessen Leitkreis den Radius R hat, sei mit N primären Windungen des Querschnittes Q und mit \mathfrak{N} (engeren) sekundären Windungen vom Querschnitt q bewickelt. Da auf den Umfang des Leitkreises $2\pi R$ N Windungen kommen, ist die vom Primärstrom i_1 erzeugte Feldstärke

$$\mathfrak{H} = \frac{4\pi i_1 N}{2R\pi} = \frac{2N i_1}{R}.$$

Sei \mathfrak{B} die „magnetische Induktion“ im Ferromagnetikum, so wird die in den \mathfrak{N} Sekundärwindungen erzeugte momentane EMK

$$- \mathfrak{N} \left[q_1 \frac{d\mathfrak{B}}{dt} + (q - q_1) \frac{d\mathfrak{H}}{dt} \right].$$

Betrachtet man die Strecke AB der Hysteresiskurve (Fig. 3) als geradlinig und sieht man von der Viskosität ab, so hängt \mathfrak{B} mit \mathfrak{H} durch die Formel zusammen:

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_{\text{rem}} + \frac{\mathfrak{B}_0 - \mathfrak{B}_{\text{rem}}}{\mathfrak{H}_0} \mathfrak{H},$$

wo \mathfrak{B}_0 die zu \mathfrak{H}_0 (A entsprechend) gehörige, $\mathfrak{B}_{\text{rem}}$ die remanente Induktion bedeutet. Wird $\frac{\mathfrak{B}_0 - \mathfrak{B}_{\text{rem}}}{\mathfrak{H}_0} = \mu'$ gesetzt, so wird die erzeugte EMK

$$- \mathfrak{N} [q_1 \mu' + (q - q_1)] \frac{d\mathfrak{H}}{dt} = - \frac{2N\mathfrak{N}}{R} [q_1 \mu' + (q - q_1)] \frac{di_1}{dt}.$$

¹⁾ Vgl. EBERT, Magnetische Kraftfelder, 1. Aufl., S. 310.

Der Faktor von $-\frac{di_1}{dt}$ ist aber der Koeffizient der gegenseitigen Induktion

$$M = \frac{2 N \mathfrak{N}}{R} [q + (\mu' - 1) q_1]^1).$$

Ähnlich folgen für die Koeffizienten der Selbstinduktion des Primär- und Sekundärkreises die Formeln:

$$L_1 = \frac{2 N^2}{R} [Q + (\mu' - 1) q_1]$$

$$L_2 = \frac{2 \mathfrak{N}^2}{R} [q + (\mu' - 1) q_1],$$

μ' ist hierin nicht konstant, sondern von der Feldstärke abhängig.
Die nun nach diesen Formeln für verschiedene μ' berechneten Werte befinden sich mit den experimentell ermittelten in folgender Tabelle.

Tabelle 2.

Ring	Feldstärke	$L_1 \cdot 10^{-2}$ beobachtet	$L_1 \cdot 10^{-2}$ berechnet
Fe	0,3	0,2427	0,2294
	2,0	0,3740	0,3759
	10,0	0,2130	0,2229
0,61 Si	0,3	0,2442	0,2420
	1,6	0,4525	0,4557
	10,0	0,2840	0,2827
1,94 Si	0,7	0,2550	0,2580
	1,7 ₅	0,3178	0,3143
	10,0	0,2100	0,2149
4,55 Si	0,3	0,5479	0,5389
	1,2	0,7293	0,7321
	10,0	0,2946	0,2862
Elektrolyteisen.	0,3	0,1453	0,1409
	2,6	0,1854	0,1867
	10,4	0,1101	0,1110
Co	1,9	0,3950	0,3982
	9,4	0,4641	0,4665
	37,2	0,3521	0,3505
Ni	1,2	0,1226	0,1247
	4,0	0,1172	0,1198
	6,9	0,1082	0,1085

¹⁾ Es ist also für die Gültigkeit dieser Formel nicht erforderlich, daß für $i_1 = 0$ auch \mathfrak{q} verschwindet.

Ausführlichere Angaben finden sich bei ROEDER, S. 16 bis 18, und bei LUTHE, S. 47 bis 48. Zwischen Experiment und Theorie besteht eine gute Übereinstimmung.

Die induzierten Ströme.

Wird der Sekundärkreis erst geschlossen, wenn der Primärkreis schon vollständig unterbrochen ist, so findet eine Einwirkung des Primärkreises auf den Sekundärkreis nicht mehr statt. Man erhält also beim Arbeiten mit Stromöffnen die reine Nachwirkung. Weniger einfach gestalten sich die Verhältnisse bei Stromschluß. Für zwei benachbarte Stromkreise, in welchen Induktion auftritt, gelten nun die Beziehungen¹⁾:

$$\begin{aligned} -M \frac{d i_2}{d t} - L_1 \frac{d i_1}{d t} + E_1 &= i_1 w_1 \\ -L_2 \frac{d i_2}{d t} - M \frac{d i_1}{d t} &= i_2 w_2. \end{aligned}$$

Es bezeichnen in diesen beiden Gleichungen i_1 die Intensität des im Moment t vorhandenen Stromes im Primärkreis, i_2 ebenso für die sekundäre Spule, w_1 den Widerstand des primären, w_2 den des sekundären Kreises, L_1 , M , L_2 sind die Induktionskoeffizienten. Hierin ist L_1 , M , L_2 als konstant vorausgesetzt, was nach den Erörterungen (S. 468) nahe zutrifft. Denn μ' ist für jede Feldstärke ein konstanter Wert.

Die Integration der Gleichungen ist von ROEDER nach einem Verfahren²⁾, das von D'ALEMBERT angegeben und von AMPÈRE verbessert ist, durchgeführt und liefert den Augenblickswert des Sekundärstromes

$$i_2 = -\frac{E_1}{2 w_1 \varrho} [e^{-\gamma_1 t} - e^{-\gamma_2 t}],$$

worin E_1 die EMK des Primärkreises

$$\begin{aligned} \varrho &= \sqrt{\frac{w_2}{w_1} + \left(\frac{w_1 L_2 - w_2 L_1}{2 M w_1} \right)^2} \\ \gamma_1 &= \frac{w_1 L_2 + w_2 L_1 - 2 w_1 M \varrho}{2 (L_1 L_2 - M^2)} \\ \gamma_2 &= \frac{w_1 L_2 + w_2 L_1 + 2 w_1 M \varrho}{2 (L_1 L_2 - M^2)}. \end{aligned}$$

¹⁾ Vgl. G. WIEDEMANN: Die Lehre von der Elektrizität 4, 148 u. 149, 1898.

²⁾ KIEPERT, Grundriß der Differential- und Integralrechnung, II. Teil: Integralrechnung, S. 643.

Da nun bei den Nachwirkungsbeobachtungen der sekundäre Stromkreis erst zur Zeit t_1 nach Schließen des Primärstromes eingeschaltet wurde, so ist der Integralstrom zu berechnen nach

$$i = \int_{t_1}^{\infty} i_2 dt$$

und es wird

$$i = -\frac{E_1}{2 \varrho w_1} \left[\frac{e^{-\gamma_1 t_1}}{\gamma_1} - \frac{e^{-\gamma_2 t_1}}{\gamma_2} \right],$$

oder die „ganze induzierte EMK“ im sekundären Kreise ist:

$$E_2 = -\frac{J \cdot w_2}{2 \varrho} \left[\frac{e^{-\gamma_1 t_1}}{\gamma_1} - \frac{e^{-\gamma_2 t_1}}{\gamma_2} \right],$$

indem für den Magnetisierungsstrom $\frac{E_1}{w_1} J$ eingetragen wurde.

Tabelle 3. Eisenring (Beobachter: ROEDER). Fig. 5 und 5a.

Zeit in Sekunden	$\Phi = 0,3 \Gamma^1)$			$\Phi = 2,0 \Gamma$			$\Phi = 10,0 \Gamma$		
	Öffnen beob.	Schließen		Öffnen beob.	Schließen		Öffnen beob.	Schließen	
		beob.	ber.		beob.	ber.		beob.	ber.
0,0000	117,2	117,0	125,0	1265,0	1245,0	1337,0	3700,0	3660,0	4606,0
0,0175	8,2	—	—	14,1	—	—	13,9	—	—
0,0250	—	9,2	1,4	—	107,5	80,5	—	5,1	80
0,0375	7,0	—	—	13,5	63,3	19,7	12,8	—	—
0,0500	6,0	8 0	0,015	13,2	41,7	4,8	12,1	4,5	1,4
0,0750	—	—	—	12,9	23,9	0,3	—	—	—
0,1000	5,2	7,8	—	12,4	21,0	0,0	9,2	3,2	0,0
0,1500	—	—	—	12,0	17,4	—	—	—	—
0,2000	—	—	—	11,2	16,5	—	—	—	—
0,2500	4,6	—	—	—	—	—	7,6	—	—
0,3000	—	6,9	—	—	15,6	—	—	3,1	—
0,4000	—	—	—	10,0	—	—	—	—	—
0,5000	4,1	6,6	—	—	14,2	—	6,0	3,0	—
1	3,7	6,3	—	7,9	10,5	—	4,0	2,7	—
2	3,3	—	—	6,3	—	—	2,5	—	—
3	—	1,5	—	5,3	7,6	—	—	2,4	—
4	1,8	—	—	—	—	—	1,4	—	—
5	0,7	0,9	—	2,7	6,1	—	0,8	0,5	—
10	—	—	—	1,0	3,8	—	—	—	—
15	—	—	—	—	2,3	—	—	—	—
20	—	—	—	—	2,0	—	—	—	—

¹⁾ $\Gamma = 1$ Gauß.

Fig. 5.

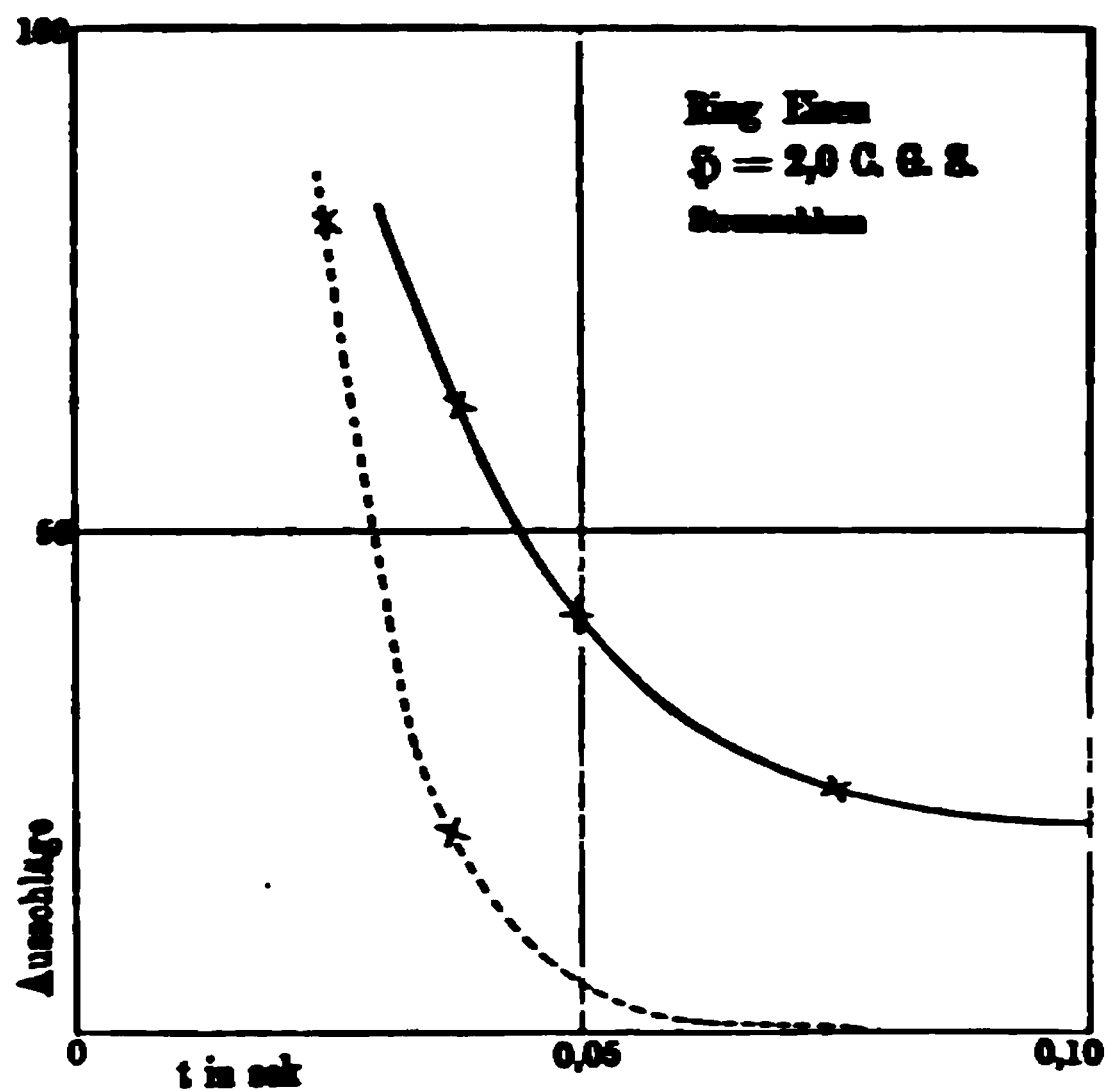
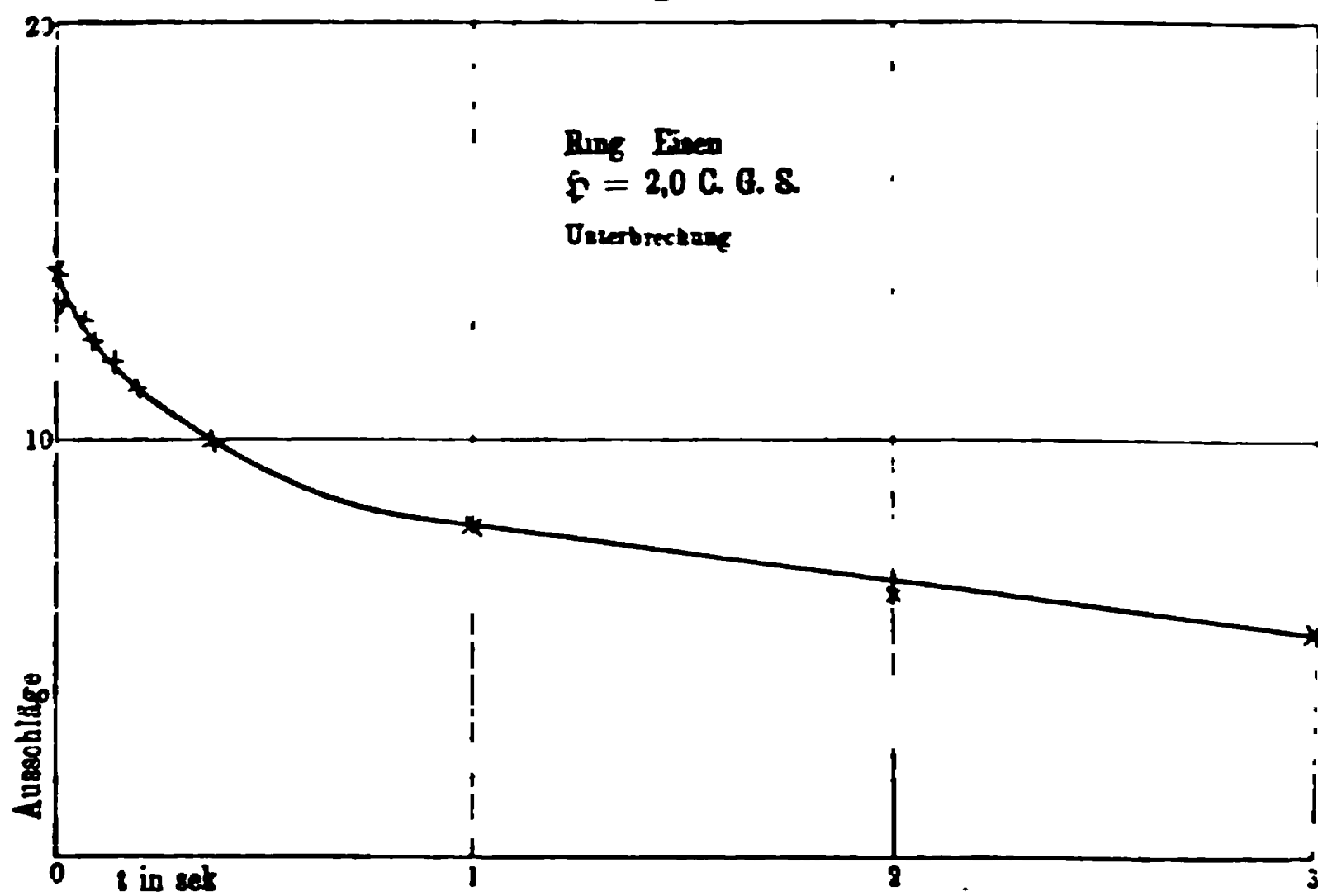


Fig. 5a.



Diese theoretisch, ohne Rücksicht auf Viskosität berechneten Werte der EMK E_2 wurden nun mit den beobachteten Nachwirkungswerten, den Galvanometerausschlägen in Beziehung gesetzt. Dies geschah mit Hilfe des im sekundären Kreise befindlichen Magnetinduktors M_1 ; erzeugt dieser einen ersten Ausschlag β und der Sekundärstrom δ , so folgt:

$$E_2 = \frac{e_1 \delta}{\beta},$$

worin e_1 die EMK von M^1) ist.

In den Tabellen 3 bis 8 sind die bei den verschiedenen Feldstärken beobachteten und nach obiger Formel berechneten Ausschläge zur besseren Übersicht zusammengestellt. Ferner sind entsprechende Kurven gezeichnet, in welchen die Zeitintervalle t_1 als Abszissen, und die Ausschläge als Ordinaten aufgetragen sind.

Tabelle 4. Die Siliziumringe (Beobachter RÖDER). Fig. 6 u. 7.

Zeit in Sekunden	0,61 Proz. Si. $\mathfrak{H}=1,6 \Gamma$			1,94 Proz. Si. $\mathfrak{H}=1,75 \Gamma$			4,55 Proz. Si. $\mathfrak{H}=1,2 \Gamma$		
	Öffnen	Schließen		Öffnen	Schließen		Öffnen	Schließen	
		beob.	ber.		beob.	ber.		beob.	ber.
0,0000	1580	1535	1789	1250	1280	1341	2015	2000	1947
0,0175	11,0	—	—	4,1	—	—	4,1	—	—
0,0250	—	141,7	251	—	67,3	80,8	—	33,6	493
0,0375	—	86,0	—	—	47,6	—	—	18,0	—
0,0500	10,0	57,1	35,2	—	22,2	4,8	4,0	14,3	125
0,0750	—	24,3	4,9	—	9,9	0,3	—	13,2	31,5
0,1000	9,8	16,1	0,7	3,7	8,0	0,0	—	13,1	8,0
0,1500	—	14,2	0,0	—	6,4	—	—	—	0,5
0,2000	8,7	12,4	—	—	6,1	—	3,0	12,8	0,0
0,3000	—	11,5	—	—	5,4	—	—	12,5	—
0,4000	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0,5000	8,5	10,1	—	—	3,8	—	—	7,0	—
1	5,0	8,0	—	1,9	3,5	—	2,2	3,5	—
2	3,2	5,7	—	1,3	—	—	1,0	—	—
3	2,8	4,8	—	—	2,0	—	—	1,8	—
5	2,5	4,3	—	—	1,2	—	—	—	—
10	—	3,4	—	—	—	—	—	—	—
20	—	1,0	—	—	—	—	—	—	—

¹) Siehe S. 460.

Fig. 6.

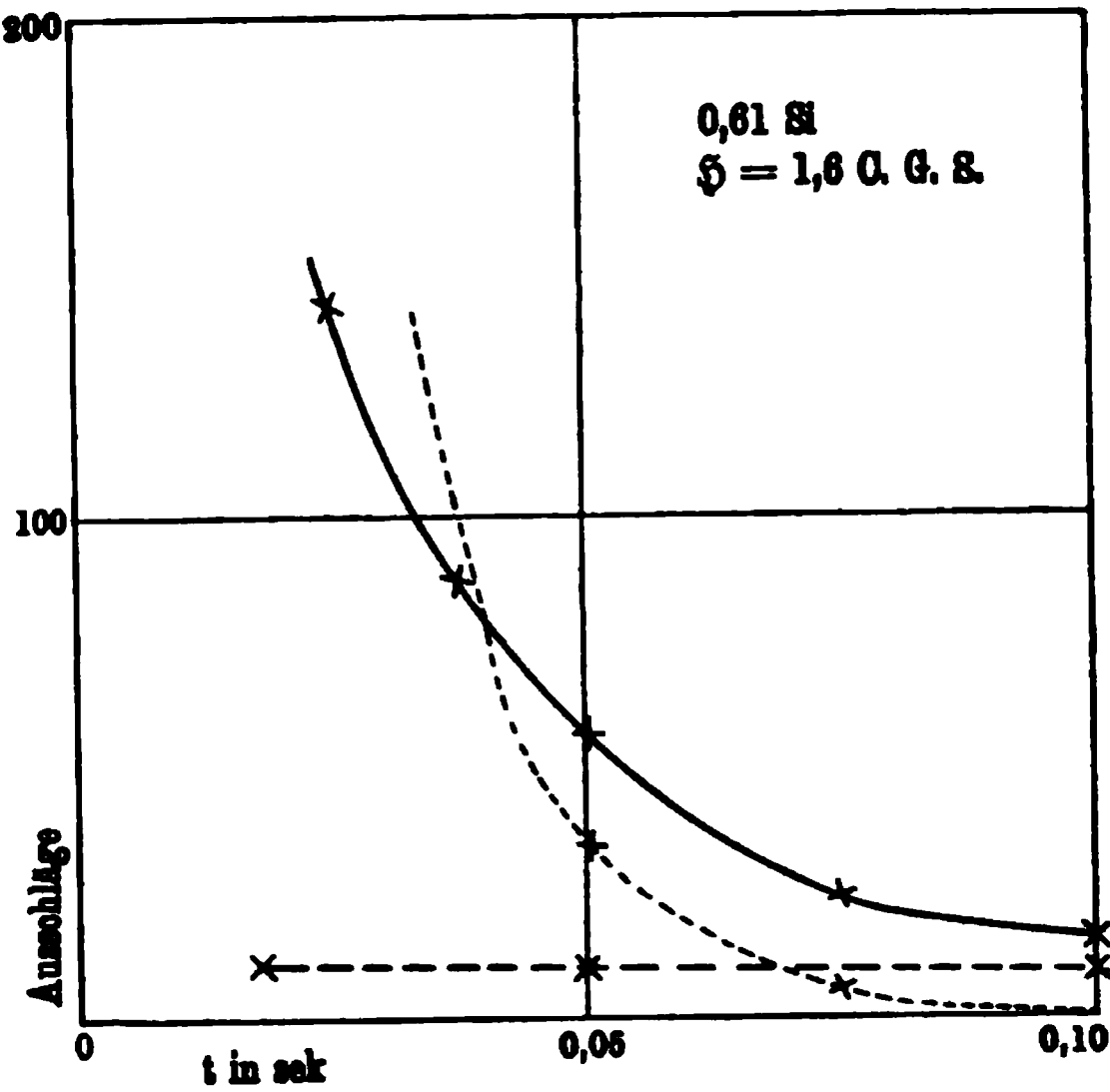


Fig. 7.

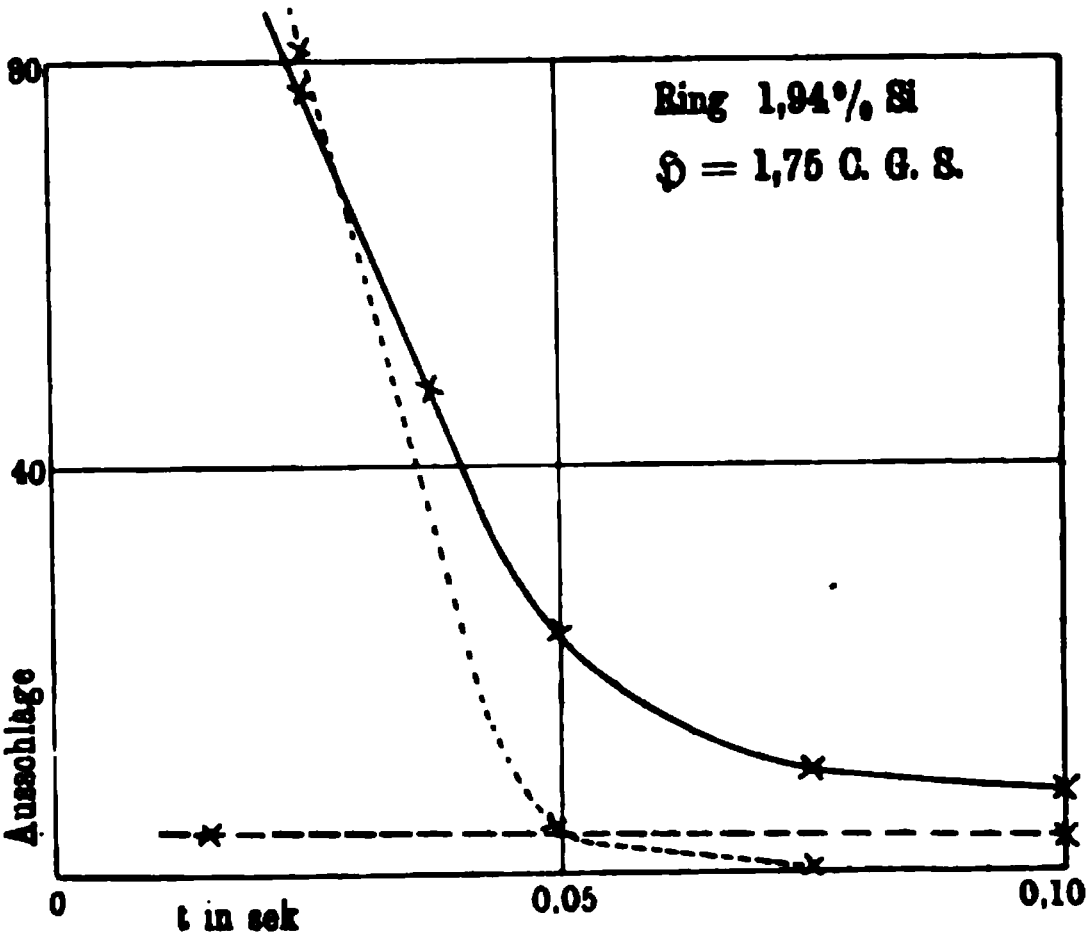


Tabelle 5. Der Elektrolyteisenring (Beobachter LUTHE).
Nachwirkung bei Stromschluß. Fig. 8.

Zeit in Sekunden	$\Phi = 0,328 \text{ } \Gamma$		$\Phi = 2,586 \text{ } \Gamma$		$\Phi = 10,370 \text{ } \Gamma$	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet
0,0000	108,8	112,5	1068,8	1137,0	2598,7	2668,0
0,0090	—	0,1	—	88,9	—	77,8
0,0180	27,2	0,0	300,8	5,6	203,2	2,3
0,0270	15,1	—	219,0	0,4	121,2	0,07
0,0360	10,6	—	158,7	0,0 ₃	39,6	—
0,0450	9,0	—	108,7	—	11,2	—
0,0540	7,5	—	58,7	—	7,6	—
0,0630	6,4	—	—	—	6,9	—
0,0720	5,7	—	35,1	—	5,9	—
0,0900	4,6	—	22,9	—	4,8	—
0,1260	—	—	15,0	—	—	—
0,1350	2,7	—	—	—	2,6	—
0,1440	—	—	13,6	—	—	—
0,1530	1,2	—	—	—	—	—
0,1620	—	—	10,7	—	0,9	—
0,1800	0,2	—	9,1	—	0,3	—
0,2700	—	—	6,5	—	—	—
0,5000	—	—	4,7	—	—	—
1,0	—	—	3,2	—	—	—
1,5	—	—	2,8	—	—	—
2,0	—	—	1,8	—	—	—

Abgesehen von den kürzesten Zeiten bei den Siliziumlegierungen liegen die beobachteten Werte der Ablenkungen stets über den aus den Induktionskoeffizienten unter Annahme fehlender Viskosität berechneten, und merkliche Ausschläge wurden noch beobachtet, wenn die Induktionsvorgänge längst unter die Grenze des Wahrnehmbaren gesunken waren. Schon diese Beobachtungen ergeben also zweifellos das Vorhandensein einer magnetischen Viskosität; noch überzeugender sind die Versuche mit Unterbrechung des Primärstromes, da hier jede Einwirkung des Primärkreises ausgeschlossen war. Die Nachwirkung war am stärksten für die Felder, bei denen die Permeabilität ihren höchsten Wert erreichte.

Fig. 8.

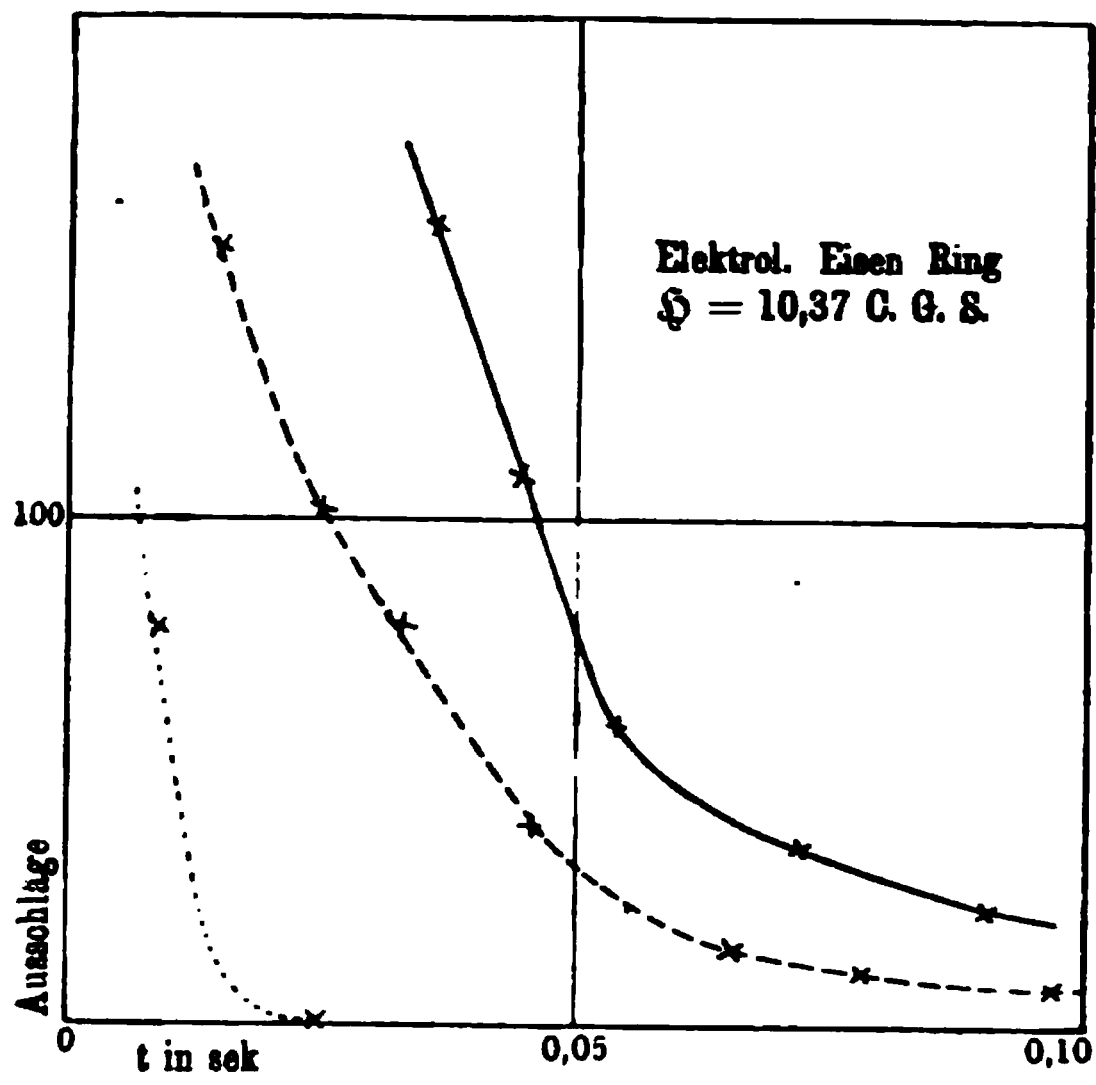


Fig. 9.

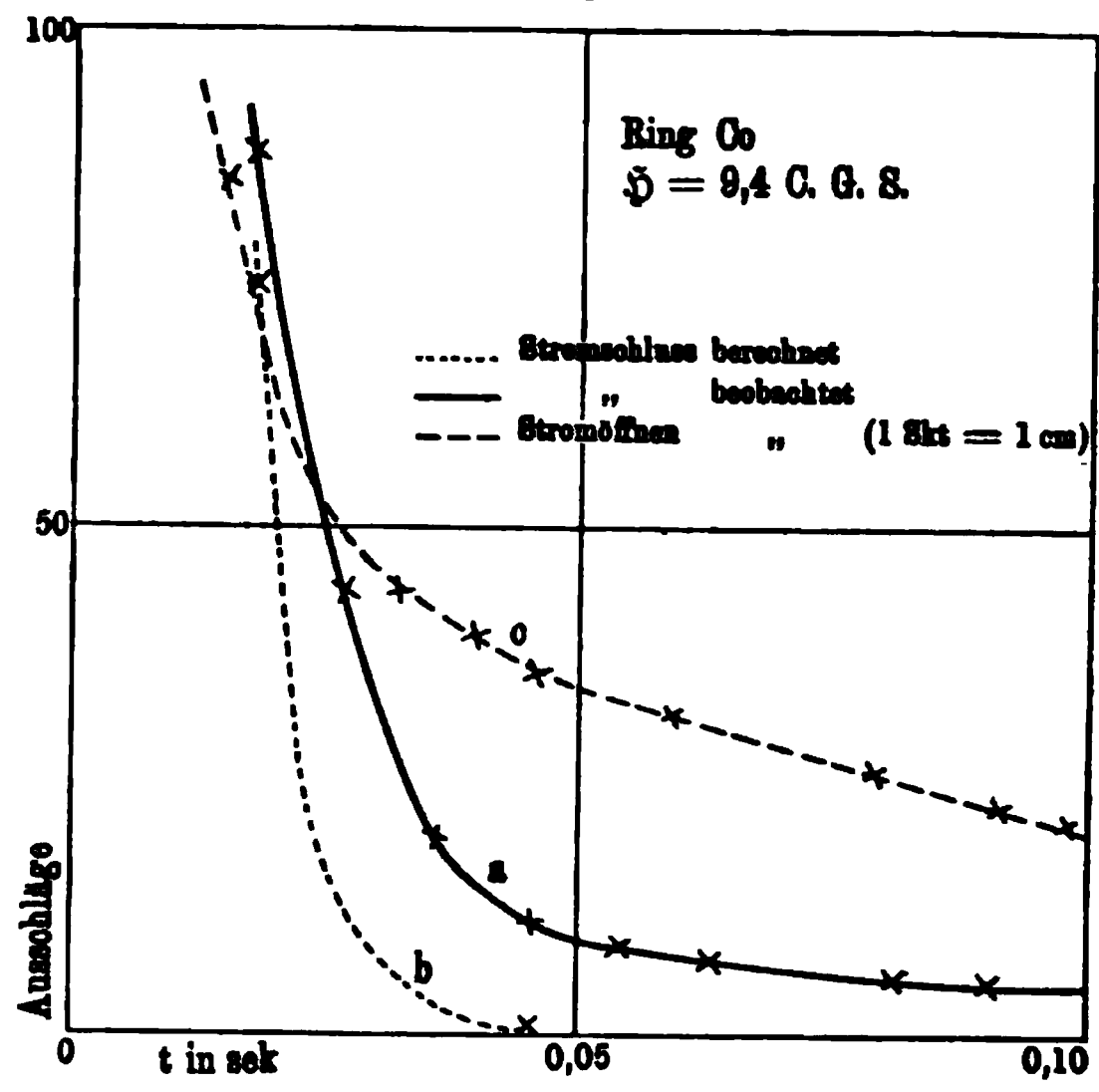


Tabelle 6. Der Kobaltring (Beobachter LUTHE).
Nachwirkung bei Stromschluß. Fig. 9.

Zeit in Sekunden	$\Phi = 1,869 \text{ F}$		$\Phi = 9,346 \text{ F}$		$\Phi = 37,199 \text{ F}$	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet
0,0000	451,2	451,0	2663,0	2869,0	8453,0	8244,0
0,0090	—	74,7	—	444,9	—	509,0
0,0180	19,5	13,6	87,9	74,4	196,5	51,7
0,0270	6,6	2,1	44,0	12,4	103,1	5,3
0,0360	4,3	0,4	20,0	2,1	11,9	0,6
0,0450	2,4	0,0	11,7	0,3	4,7	0,0,
0,0540	1,4	—	8,7	0,0	4,0	—
0,0630	0,9	—	7,2	—	3,2	—
0,0720	0,5	—	6,1	—	2,7	—
0,0810	0,2	—	5,5	—	2,0	—
0,0900	—	—	5,1	—	1,3	—
0,1170	—	—	4,7	—	0,3	—
0,5000	—	—	1,5	—	—	—
1,0	—	—	0,9	—	—	—
2,0	—	—	0,4	—	—	—

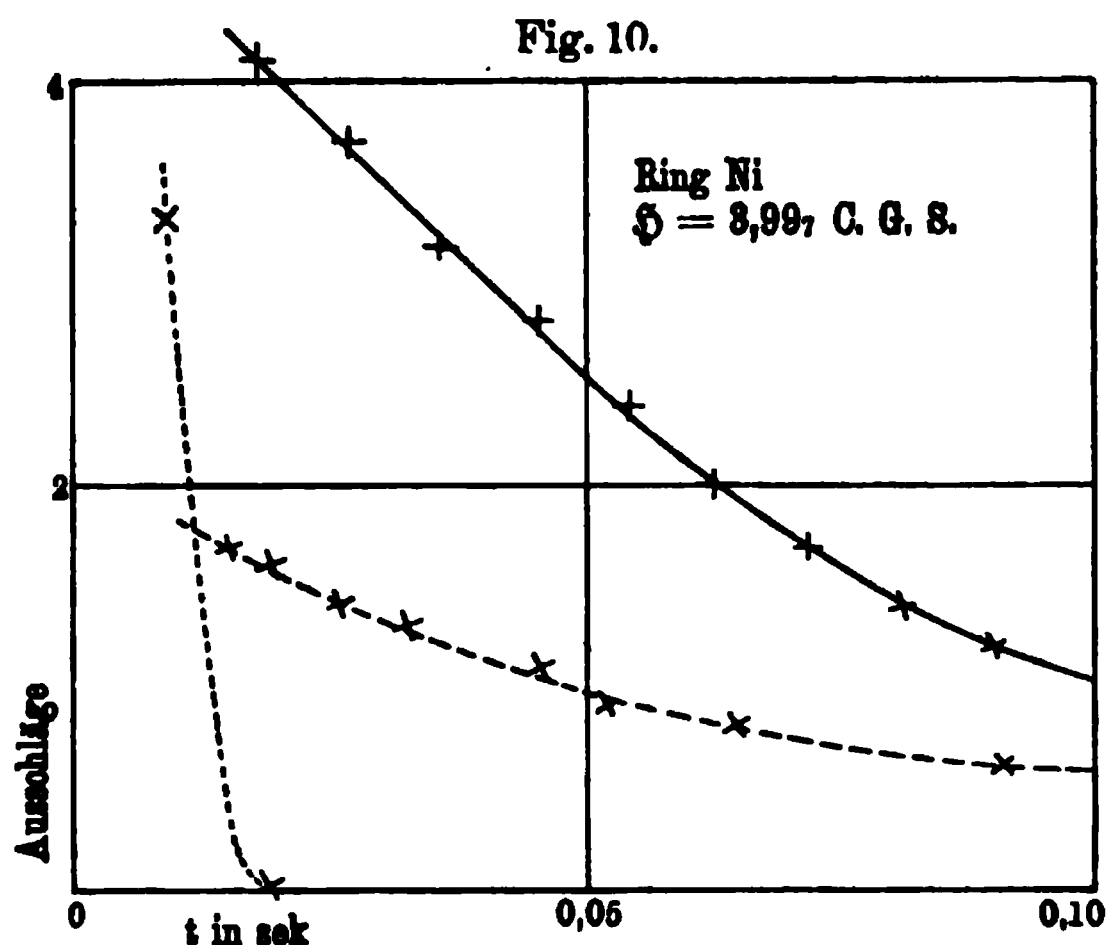
Tabelle 7. Der Nickeldrahtring (Beobachter LUTHE).
Nachwirkung bei Stromschluß. Fig. 10.

Zeit in Sekunden	$\Phi = 1,174 \text{ F}$		$\Phi = 3,997 \text{ F}$		$\Phi = 6,866 \text{ F}$	
	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet	beobachtet	berechnet
0,0000	226,4	226,1	733,2	657,9	1151,0	959,9
0,0090	—	2,6	—	3,3	—	1,8
0,0180	2,4	0,0,	4,1	0,0,	4,6	0,0
0,0270	1,5	—	3,7	—	3,3	—
0,0360	1,2	—	3,2	—	2,6	—
0,0450	0,9	—	2,8	—	2,1	—
0,0540	—	—	2,4	—	1,7	—
0,0630	0,5	—	2,0	—	—	—
0,0720	0,4	—	1,7	—	1,3	—
0,0810	—	—	1,4	—	1,1	—
0,0900	0,2	—	1,2	—	0,9	—
0,1170	—	—	0,9	—	0,6	—
0,1350	—	—	0,8	—	0,3	—
0,1800	—	—	0,6	—	—	—

Tabelle 8. Nachwirkung beim Öffnen des Primärkreises. (Beobachter: LUTHE). Fig. 8 bis 10.
(Beobachtete Zahlenwerte in Sekt.)

Genauere Untersuchung der Nachwirkung für den Fall der Stromunterbrechung.

Die Versuche mit Unterbrechen des Primärstromes geben die reine Nachwirkung. Man hat es hier offenbar nicht mit einem momentan erfolgenden Stromstoß, sondern mit einer kontinuierlichen Induktion, die allmählich immer schwächer wird, zu tun. Auf dieses Problem lassen sich die Formeln anwenden, die Herr Professor DORN¹⁾ für die gedämpfte Bewegung eines Magneten entwickelt hat, wenn demselben zu beliebigen Zeiten beliebige Ge-



schwindigkeitszuwachse erteilt werden. Im Falle einer während des Zeitintervalles t_0 bis $t_0 + t'$ stattfindenden kontinuierlichen Induktion, die während dt die Winkelgeschwindigkeit um $F dt$ vermehrt, ergeben sich folgende Werte:

$$\varphi' = \varphi_0 - \frac{1}{\varrho} \int_{t_0}^{t_0+t'} F \cdot e^{\alpha t} \sin \varrho t dt$$

$$v' = v_0 + \int_{t_0}^{t_0+t} F \cdot e^{\alpha t} \left(\cos \varrho t + \frac{\alpha}{\varrho} \sin \varrho t \right) dt,$$

wobei φ' und v' die fingierten Anfangswerte sind, mit denen zur Zeit 0 der Magnet seine Bewegung begonnen haben müßte, um — sich selbst überlassen geblieben — zur Zeit t dieselbe

¹⁾ E. DORN, Wied. Ann. 17, 654 ff, 1882.

Bewegung zu haben, wie bei den Anfangswerten φ_0 und v_0 und unter dem Einfluß der kontinuierlichen Induktion Fdt . F muß als Funktion von t gegeben sein.

Es ist die Zeit bis zur ersten Umkehr

$$t' = \frac{T}{\pi} \arctg \left(\frac{\pi}{\lg \text{nat } k} \right),$$

wo T die Schwingungsdauer mit Dämpfung ist,

$$\varrho = \frac{\pi^2}{\tau \sqrt{\pi^2 + \lambda^2}} \quad \text{und} \quad \alpha = \frac{\pi \lambda}{\tau \sqrt{\pi^2 + \lambda^2}},$$

wo τ die Schwingungsdauer ohne Dämpfung ist. Für die Geschwindigkeit V_0 , mit welcher der Magnet bei den fiktiven Anfangswerten φ' und v' die Ruhelage passiert bzw. hätte passieren müssen, um zur Zeit $t = 0$ sich in φ' mit der Geschwindigkeit v' zu befinden, ergibt sich:

$$V_0 = \sqrt{(v' + \alpha \varphi')^2 + \varrho^2 \varphi'^2} \cdot e^{-\frac{\alpha}{\varrho} \arctg \left(-\frac{\varrho \varphi'}{v' + \alpha \varphi'} \right)}. \quad 1)$$

Die Rechnung ist für den Eisenring von ROEDER, für den Kobaltring von mir durchgeführt. In beiden Fällen ist, wie aus Fig. 5 a und 9 (c) hervorgeht, die Nachwirkung nicht als einheitliche Funktion der Zeit darstellbar; der Abfall ist zunächst annähernd exponential und dann von der Zeit σ ab (bei Eisen von 1 Sek., bei Kobalt von 0,0585 Sek.) merklich linear. Setzt man für diesen letzten Teil Kurve:

$$Ft = F_0 - F_1 t$$

$$\text{oder } Ft = F_0 \left(1 - \frac{F_1}{F_0} t \right),$$

so lehrt eine einfache Betrachtung, daß die erste Elongation nach demselben linearen Gesetze abnehmen muß. Es kann daher der Quotient $\frac{F_1}{F_0}$ aus den Kurven entnommen werden. Setzt man

in φ' und v' $F_t = F_0 \left(1 - \frac{F_1}{F_0} t \right)$ ein und führt die Integration aus, so erhält man, da ja $\varphi_0 = 0$ und $v_0 = 0$ ist, für φ' und v' folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} \varphi' &= -\frac{F_0}{\varrho(\varrho^2 + \alpha^2)} \left\{ e^{\alpha t'} (\alpha \sin \varrho t' - \varrho \cos \varrho t') + \varrho \right. \\ &\quad \left. - \frac{F_1}{F_0} \left[e^{\alpha t'} \left(\alpha t' \sin \varrho t' - \varrho t' \cos \varrho t' + \frac{1}{\varrho^2 + \alpha^2} [2\varrho \alpha \cos \varrho t' + (\varrho^2 - \alpha^2) \sin \varrho t'] \right) - \frac{2\varrho \alpha}{\varrho^2 + \alpha^2} \right] \right\}, \\ v' &= F_0 \left\{ \frac{e^{\alpha t'} \sin \varrho t'}{\varrho} - \frac{F_1}{F_0} \left[\frac{e^{\alpha t'}}{\varrho} \left(t' \sin \varrho t' - \frac{\alpha \sin \varrho t' - \varrho \cos \varrho t'}{\varrho^2 + \alpha^2} \right) - \frac{1}{\varrho^2 + \alpha^2} \right] \right\}. \end{aligned}$$

Setzt man die Zahlenwerte:

$$\left. \begin{array}{l} t' = 5,5 \text{ sec} \\ \varrho = 0,258 \\ \alpha = 0,0365 \end{array} \right\} \text{ für Eisen} \quad \cdot \quad \left. \begin{array}{l} t' = 5,537 \text{ sec} \\ \varrho = 0,2424 \\ \alpha = 0,05864 \end{array} \right\} \text{ für Kobalt}$$

in obige beide Gleichungen ein, so wird

$$\left. \begin{array}{l} \varphi' = -7,055 F_0 \\ v' = 3,078 F_0 \\ V_0 = 3,36 F_0 \end{array} \right\} \text{ für Eisen} \quad \left. \begin{array}{l} \varphi' = 312,9 F_0 \\ v' = -82,12 F_0 \\ V_0 = 80,26 F_0 \end{array} \right\} \text{ für Kobalt.}$$

Andererseits läßt sich V_0 berechnen nach der Formel

$$V_0 = \frac{\pi}{\tau} \beta k^{\frac{1}{\pi} \arctg \frac{\pi}{2}} \quad 2)$$

wobei β der erste Ausschlag¹⁾ ist, also

$$V_0 = 2,51 \text{ Skt. sec}^{-1} \text{ für Eisen und } = 1,062 \text{ Skt. sec}^{-1} \text{ für Kobalt.}$$

Es ergibt sich mithin als Beschleunigung für den Moment σ bei Eisen $F_0 = 75 \text{ Skt. sec}^{-2}$ und bei Kobalt $F_0 = 1,323 \cdot 10^{-2} \text{ Skt. sec}^{-2}$.

Für Zeiten, bei denen das Anlegen des Galvanometers früher — vor σ — erfolgt, werde der bis dahin ablaufende Teil der Induktion einem momentanen Stoß im Augenblick $t = 0$ gleich gesetzt, der die Galvanometernadel in der Ruhelage trifft und ihr die Geschwindigkeit v_0 erteilt. Dies ist im Hinblick auf die Zeit bis zur ersten Umkehr (5,537 sec) mit genügender Annäherung zulässig. φ_0 ist also dann auch hier gleich Null; demnach sind φ' und $v'' = v' - v_0$ berechenbar, wobei sich die Integration von Null bis zu einem Werte t'' erstreckt, der gleich t' vermindert um die Zeitdifferenz zwischen Anlegen des Galvanometers und σ ist, also $t'' = t' - \sigma + t$. V_0 berechnet sich nach Formel 2) für jeden Wert aus dem ersten Ausschlage, und v_0 unter Benutzung der Formel 1) für V_0 , da der Exponentialfaktor in allen Fällen mit guter Annäherung gleich 1 gesetzt werden kann. Man erhält:

$$v_0 = \sqrt{V_0^2 - \varrho^2 \varphi'^2} - (v'' + \alpha \varphi').$$

In folgenden Tabellen sind die für die verschiedenen Zeiten ausgerechneten Werte zusammengestellt. φ' ist in Skt., v'' , V_0 und v_0 in Skt. sec⁻¹ gegeben.

¹⁾ Siehe Tabelle 3 für Eisen und Tabelle 8 für Kobalt.

Tabelle 9. Der Eisenring.

<i>t</i>	<i>φ'</i>	<i>v'</i>	<i>V</i> ₀	<i>v</i> ₀
1,0	— 5,28	2,304	2,513	0,000
0,4	— 4,75	2,250	3,180	0,856
0,2	— 4,55	2,230	3,562	1,301
0,1	— 4,44	2,212	3,944	1,724
0,05	— 4,39	2,204	4,199	2,000
0,0175	— 4,35	2,198	4,484	2,303

Tabelle 10. Der Kobaltring.

<i>t</i>	<i>φ'</i>	<i>v'</i>	<i>V</i> ₀	<i>v</i> ₀
0,0585	4,139	— 1,036	1,062	0,000
0,0455	4,127	— 1,054	1,195	0,272
0,0325	4,094	— 1,052	1,460	0,687
0,0195	4,063	— 1,047	2,123	1,498
0,0150	4,055	— 1,044	2,830	2,262

Dividiert man nun die in den Zeitintervallen auftretenden Geschwindigkeitszuwachse durch die Zeit, so erhält man die mittleren Beschleunigungen in Sekt.sec^{−2}. Um von diesen den Übergang zur Änderung der Induktion zu finden, kann die allgemeine Gleichung:

$$K \frac{d^2 \varphi}{dt^2} = - D \cdot \varphi + G i_2$$

benutzt werden, wo *D* die Direktionskraft, *G* das Drehmoment für den Strom 1, und *i*₂ der Momentanwert des Stromes ist. Die Dämpfung und der Umstand, daß hier kein momentaner Stromstoß erfolgt, sind bei der Berechnung der Beschleunigungen durch die Herleitung bereits berücksichtigt. Für unseren Fall ist *φ* = 0, also

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} = \frac{G}{K} \cdot i_2.$$

Da ferner $\tau^2 = \frac{\pi^2 K}{D}$ und der Reduktionsfaktor des Galvanometers $C = \frac{D}{G}$ ist, so ergibt sich:

$$\frac{d^2 \varphi}{dt^2} = \frac{\pi^2}{C \tau^2} i_2,$$

der Momentanwert i_2 ist andererseits:

$$i_2 = - \frac{N q_1}{w^2} \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{dt},$$

wo N , q , w_2 Windungszahl, Querschnitt und Widerstand der Sekundärwicklung sind, und $\frac{d\mathfrak{B}}{dt}$ die Änderung der Induktion.

Unter Benutzung letzterer beiden Gleichungen ergibt sich für

$$- \frac{d\mathfrak{B}}{dt} = \frac{C \tau^2 w_2}{\pi^2 N q_1} \cdot \frac{d^2 \varphi}{dt^2},$$

hierin sind alle Größen absolut zu nehmen.

	C	w_2	q_1	τ
Für Eisen	$0,2328 \cdot 10^{-8} \cdot 2 A$	$6,236 \cdot 10^9$	$0,249 \text{ qcm}$	$12,06 \text{ sec}$
„ Kobalt	$0,2326 \cdot 10^{-8} \cdot 2 A$	$12,790 \cdot 10^9$	$0,4933 \text{ „}$	$12,04 \text{ „}$

A ist der Skalenabstand.

Durch Einsetzen dieser Werte erhält man:

$$\begin{aligned} \left(- \frac{d\mathfrak{B}}{dt}\right)_{\text{abs.}} &= 1,564 \cdot 2 A \left(\frac{d^2 \varphi}{dt^2}\right)_{\text{abs.}} \text{ für Eisen,} \\ \left(- \frac{d\mathfrak{B}}{dt}\right)_{\text{abs.}} &= 1,169 \cdot 2 A \left(\frac{d^2 \varphi}{dt^2}\right)_{\text{abs.}} \text{ für Kobalt.} \end{aligned}$$

Nun ist $\frac{d^2 \varphi}{dt^2}$ in Skt. sec⁻² berechnet worden

$$\left(\frac{d^2 \varphi}{dt^2}\right)_{\text{abs.}} = \frac{1}{2 A} \frac{d^2 n}{dt^2},$$

wo mit n die Anzahl der Skalenteile bezeichnet ist; also folgt für

$$\begin{aligned} \left(- \frac{d\mathfrak{B}}{dt}\right)_{\text{abs.}} &= 1,564 \frac{d^2 n}{dt^2} \text{ für den Eisenring,} \\ \left(- \frac{d\mathfrak{B}}{dt}\right)_{\text{abs.}} &= 1,169 \frac{d^2 n}{dt^2} \text{ für den Kobaltring.} \end{aligned}$$

Die Werte der Änderung der Induktion zu den verschiedenen Zeiten sind auf diese Weise berechnet (s. Tabelle 11 und 12) und Kurven mit den Ordinaten $-\frac{d\mathfrak{B}}{dt}$ und den Abszissen t gezeichnet (Fig. 11 und 12). Der Inhalt der beschriebenen Fläche, von ∞ rückwärts bis zu der betreffenden Zeit gerechnet, gibt die Werte von \mathfrak{B} selbst für diese Zeit. Kurven der Fig. 11 und 12 zeigen den Verlauf von \mathfrak{B} . Die numerischen Werte sind in Tab. 11 u. 12

Fig. 11.

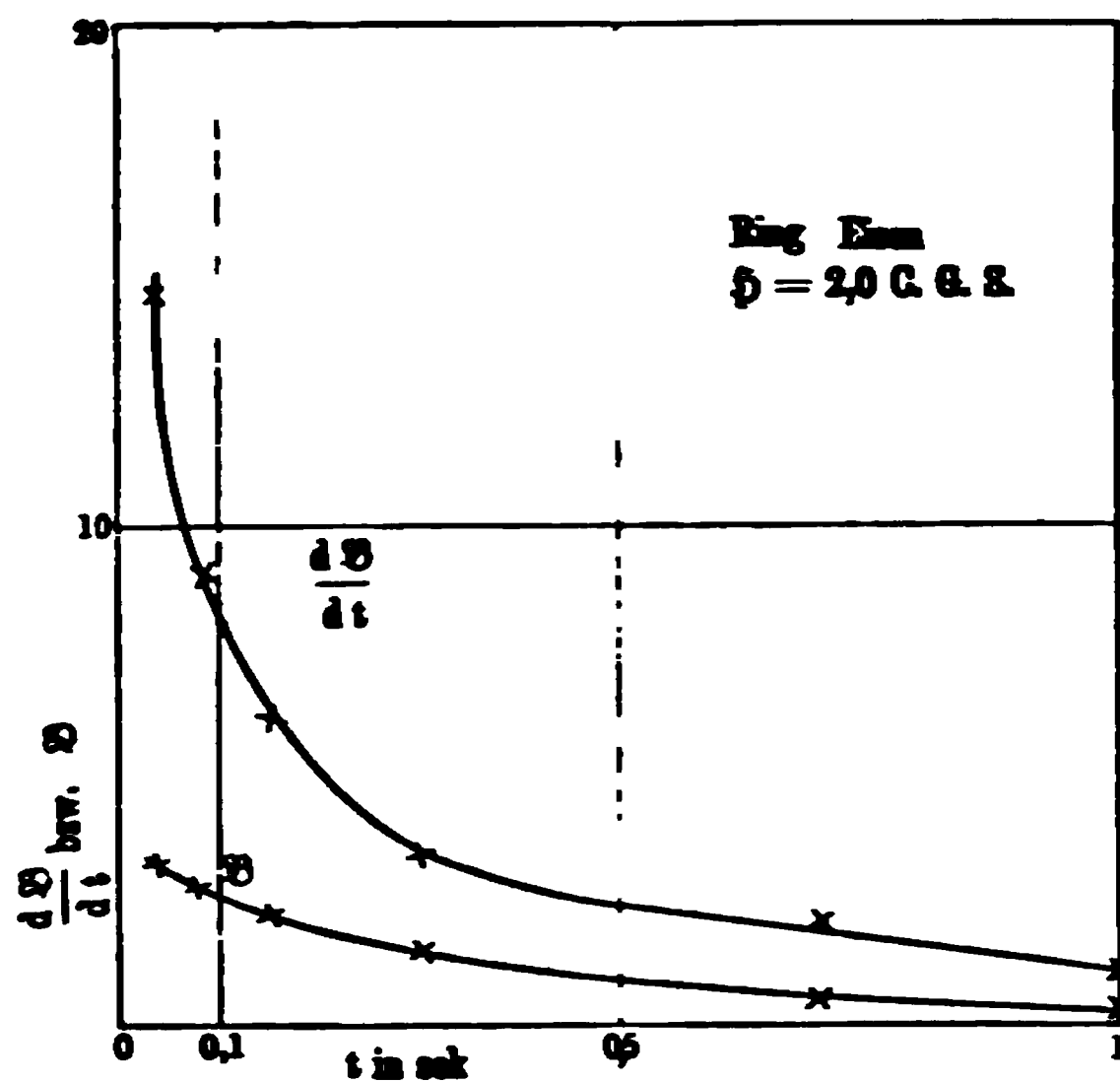
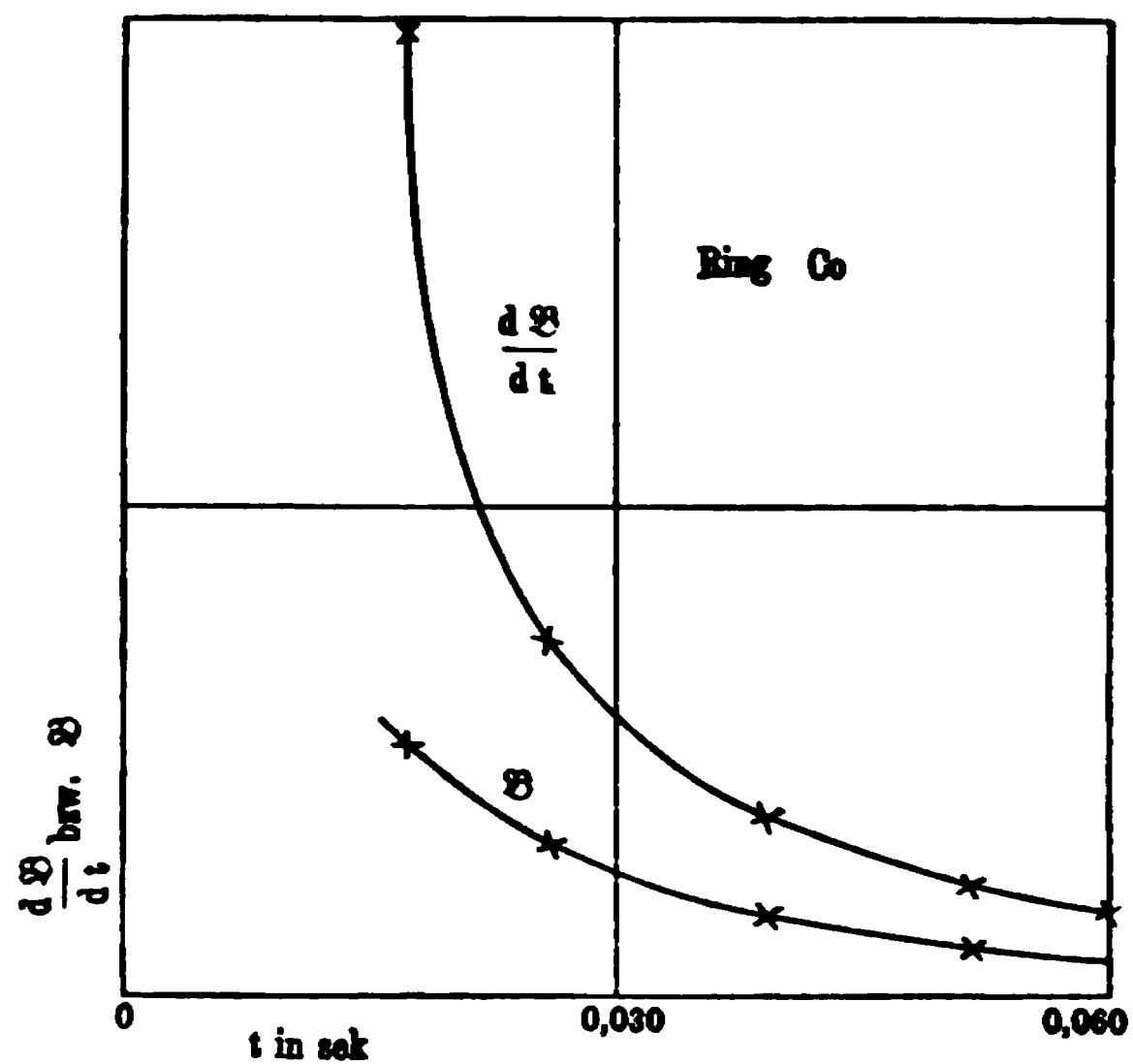


Fig. 12.



eingetragen. Zur Zeit 0 ist der Wert von $\mathfrak{B}^1) = 4884 \Gamma (1933) \Gamma$ und der für die Remanenz $= 4087 \Gamma (768) \Gamma$; es findet also eine Abnahme von \mathfrak{B} um $797 (1165) \Gamma$ statt. Nimmt man nun an, daß von $t = 0$ bis zum Punkte $t = 0,035 (0,0175) \text{sec}$ der Abfall linear ist, so ergibt das für $-\frac{d\mathfrak{B}}{dt}$ einen Wert von etwa 23 000 (66 500); man sieht also, daß die magnetische Induktion zuerst (fast momentan) bis auf einen (über der Remanenz) sehr geringen Betrag herabsinkt, welcher dann in der durch die Fig. 11 und 12 gekennzeichneten Weise ausläuft.

Tabelle 11. Der Eisenring.

t	$\left(-\frac{d\mathfrak{B}}{dt}\right)_{\text{abs.}}$	$\mathfrak{B}_{\text{abs.}}$
0,035	14,63	3,25
0,075	9,31	2,75
0,150	6,10	2,25
0,300	3,44	1,50
0,700	2,27	0,60
1,000	1,17	0,30

Tabelle 12. Der Kobaltring.

t	$\left(-\frac{d\mathfrak{B}}{dt}\right)_{\text{abs.}}$	$\mathfrak{B}_{\text{abs.}}$
0,0175	198,0	2,61
0,0260	72,7	1,52
0,0390	37,2	0,87
0,0520	23,9	0,48

Ergebnisse.

Magnetische Viskosität wurde bei allen sieben Ringen experimentell gemessen und für Stromschluß mit den aus den Induktionsverhältnissen der Stromkreise berechneten Elongationswerten verglichen; es zeigte sich dabei, daß die beobachteten Nachwirkungsausschläge nur teilweise und zwar allein bei ganz kurzen Zeiten auf Induktion im Primär- und Sekundärkreis zurückgeführt werden können. Die Nachwirkung beim Stromschließen und -öffnen ist nicht gleichwertig. Der Siliziumgehalt wirkt herabsetzend auf die Verzögerungserscheinungen ein. Beim Elektrolyt-eisenring zeigen sich die Nachwirkungerscheinungen in beträchtlichem Maße. Auch bei Kobalt wurden Viskositätsvorgänge in immerhin erheblicher Größe festgestellt, im Gegensatz zu ASMUS²⁾, welchem dies an demselben Material nicht gelungen war. Die

¹⁾ Die eingeklammerten Zahlen gelten für den Kobaltring, die anderen für Eisen.

²⁾ ASMUS, Diss., S. 32 f.

magnetische Verzögerung beim Nickeldrahtring charakterisierte sich durch ungemein starken Abfall und sich daran anschließendes sehr langsames Abklingen. Die Intensität des Restbetrages ist indessen äußerst gering.

Für den Fall der Stromunterbrechung ist der Verlauf von \mathfrak{B} selbst für Eisen und Kobalt festgestellt worden.

Bei allen Ringen bestätigte sich wieder, daß bei maximalen Werten der Permeabilität die Nachwirkung am größten ist.

Herrn Prof. Dr. DORN, auf dessen Anregung und unter dessen Leitung vorliegende Untersuchungen im Physikalischen Institut der Universität zu Halle a. S. ausgeführt sind, sei nochmals für seine stete Förderung herzlichst gedankt.

Verhandlungen der **Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

15. Jahrg.

30. Juni 1913.

Nr. 12.

Sitzung vom 13. Juni 1913.

Vorsitzender: Hr. F. KURLBAUM.

Herr M. Laue teilt mit:

Neue Beobachtungen über Röntgenstrahlinterferenzen.

Ferner berichtet Hr. R. Seeliger

über Oberflächenladungen auf Leitern im Vakuum
nach gemeinsam mit Hrn. E. GEHRCKE ausgeführten Versuchen.
(Schon abgedruckt S. 438—450.)

Endlich spricht Hr. Walther Meissner

über das
Lichtbrechungsvermögen des flüssigen Wasserstoffs.

Zum Abdruck in den „Verhandlungen“ der Gesellschaft sind
folgende Mitteilungen eingegangen von den Herren:

P. Ehrenfest: Bemerkung betreffs der spezifischen
Wärme zweiatomiger Gase (vgl. S. 451—457).

S. Ratnowsky: Experimenteller Nachweis der Existenz fertiger elektrischer Dipole in flüssigen Dielektriciis.

Alfred Schulze: Über Assoziationserscheinungen an einigen Gasgemischen.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. Dr. phil. KARL LÜBBEN, Berlin W. 9, Königgrätzerstr. 20.
(Vorgeschlagen durch Hrn. K. W. WAGNER.)

*Über
Assoziationserscheinungen an einigen Gasgemischen;
von Alfred Schulze.*

(Eingegangen am 11. Juni 1913.)

Bei den bisherigen Untersuchungen der physikalischen Eigenschaften von Flüssigkeiten betreffs ihrer Molekularkonstitution hat sich ergeben, daß man vielfach zu der Annahme von Assoziationsbildung gezwungen ist. So ließ sich das abweichende Verhalten von Mischungen zweier Flüssigkeiten teilweise durch gegenseitige Assoziation, teilweise durch Dissoziation der Molekülkomplexe der Komponenten erklären. Diese Behauptungen wurden nach den verschiedensten Richtungen hin bestätigt. Sehr wesentlich ist hierbei die Tatsache, daß sich eine solche Assoziation auch in der Gasphase nachweisen läßt. So konnte gezeigt werden¹⁾, daß die Dämpfe von Äther-Chloroformmischungen eine gegenseitige chemische Bindung eingehen, in derselben Weise, wie es auch in der flüssigen Phase der Fall ist. Der Nachweis einer solchen gegenseitigen Assoziation in der Gasphase, der unabhängig von unserer Lösungstheorie ist, wird durch die Gasgesetze geliefert. Wenn nun aber im Sättigungsdampf eines Flüssigkeitsgemisches irgend welche Assoziationserscheinung nachgewiesen ist, so muß mit Notwendigkeit eine solche auch in der flüssigen Phase vorhanden sein.

¹⁾ F. DOLEZALEK und A. SCHULZE, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1091, 1912.

I. Die gegenseitige Assoziation.

In der oben erwähnten Arbeit ist die Existenz der Verbindung von Äther und Chloroform im Gasraum dadurch nachgewiesen, daß beim Vermischen von ungesättigtem Ätherdampf und ungesättigtem Chloroformdampf eine Druckabnahme erfolgt. Diese kommt dadurch zustande, daß bei der Bildung der Verbindung die Molekülzahl im Gasraum verringert wird. Selbstverständlich ist hierbei zuvor nachgewiesen, daß diese Druckabnahme nicht durch Abweichungen des Ätherdampfes bzw. Chloroformdampfes von den Gasgesetzen hervorgerufen ist.

In der vorliegenden Arbeit sind zunächst einige Gasgemische untersucht, die nach den früheren Untersuchungen in der flüssigen Phase ebenso wie das Äther-Chloroformgemisch eine gegenseitige Assoziation zeigen müssen.

Benutzt wurde hierzu, ebenso wie früher, der in nebenstehender Figur abgebildete Glasapparat. Derselbe besteht aus zwei Pipetten *A* von je 55,0 ccm Inhalt, welche durch das U-Rohr *R* miteinander in Verbindung sind. An der Biegung des Rohres *R* ist ein Kapillarrohr *k* von 1 mm lichter Weite angeblasen, welches zu dem Quecksilbersteigrohr *h* führt. Das Kapillarrohr *k* und das sich daran anschließende Stück des Steigrohres *h* liegen horizontal, also senkrecht zu dem Rohr *h* und dem übrigen Apparat. Der untere Teil des Apparates ist mit Quecksilber gefüllt. In je einer Pipette befindet sich der Dampf einer der Komponenten. Nachdem die Quecksilberhöhen mit einem Kathetometer abgelesen sind, werden die Dämpfe durch wiederholtes Neigen des Apparates gemischt und sodann wiederum die Quecksilberhöhen abgelesen. Die näheren Einzelheiten der Versuchsanordnung finden sich in der vorher erwähnten Arbeit. Der ganze Apparat befindet sich in einem Glastermostaten, der auf konstante Temperatur reguliert ist.

a) Das Gemisch Aceton-Chloroform.

Die Dampfdruckkurve des Gemisches Aceton-Chloroform zeigt bei 35° C einen stark konvexen Verlauf gegen die Horizontalachse. Die Berechnung¹⁾ dieser Kurve hat ergeben, daß, ebenso wie bei dem Gemisch Äthyläther-Chloroform, die beiden Komponenten eine chemische Verbindung eingehen, und zwar derart, daß sich ein Molekül Aceton mit einem Molekül Chloroform verbindet. Es war nun anzunehmen, daß diese Verbindung sich ebenfalls in der Gasphase nachweisen ließe.

In der Tat zeigte sich, daß die Quecksilbersäulen in dem Rohr *R* bei einer Temperatur von 80° C nach der Mischung im Mittel um 2,3 mm höher standen als in dem mit der Atmosphäre in Verbindung stehenden Rohr *h*. Nun entspricht einem Millimeter Länge des Rohres *R* ein Vakuum von 0,035 ccm, mithin bedeutet der Quecksilberanstieg im Rohr *R* von $\frac{2,3}{2}$ mm eine Volumenverminderung von $\frac{2,3}{2} \cdot 0,035 = 0,040$ ccm. Die Druckabnahme bei konstantem Volumen, die natürlich etwas größer ist, ergibt sich dann zu 2,8 mm.

Wenn nun unter γ der Bruchteil der gesamten, nach der Mischung vorhandenen Molekülzahl, der in Form von Verbindung zugegen ist, verstanden wird, so daß also 100 γ die Molekülprozentage Verbindung darstellen, so ergibt sich aus der AVOGADROschen Regel für die Druckabnahme bei konstantem Volumen:

$$\Delta P = B \cdot \frac{\gamma}{1 + \gamma} \text{ mm,} \quad 1)$$

wo *B* den jeweiligen Atmosphärendruck am Barometer darstellt. Den Wert für ΔP ergeben die Messungen, wie vorhin angegeben, zu 2,8 mm; daraus folgt:

$$\gamma = 0,0037,$$

d. h., da der Partialdruck p_{ac} der Verbindung durch die Beziehung

$$p_{ac} = P \cdot \gamma \quad 2)$$

gegeben ist, wo *P* den Totaldruck bedeutet, so ergibt sich für den Partialdruck der Verbindung:

$$p_{ac} = 0,0037 \text{ Atm.}$$

¹⁾ F. DOLEZALEK, ZS. f. phys. Chem. 64, 727, 1908.

Bei diesen Rechnungen ist angenommen, daß in dem molekularen Gasgemenge nur Monomole von Aceton und von Chloroform und Verbindungsmoleküle vorhanden sind, während wir doch wissen, daß bei Aceton Assoziation vorhanden ist. Diese ist jedoch im Vergleich zu der starken Verbindungsbildung so gering, daß sie vernachlässigt werden kann.

Somit ergibt sich, daß in einem molekularen Gasgemenge von Aceton- und Chloroformdampf bei 80°C und 1 Atm. Druck 0,37 Molekülprocente Verbindung vorhanden sind.

Bezeichnet man nun mit p_a und p_c die Partialdrucke des gasförmigen Acetons und Chloroforms, so lautet das Massenwirkungsgesetz im vorliegenden Falle:

$$K' = \frac{p_{ac}}{p_a \cdot p_c}, \quad 3)$$

wo K' die Konstante der gegenseitigen Assoziation in der Gasphase bedeutet. Da wegen der geringen Größe von p_{ac} die Partialdrucke von Aceton und Chloroform gleich dem halben Totaldruck gesetzt werden können, so wird: —

$$p_{ac} = \frac{1}{4} K' P^2 \quad 4)$$

und somit:

$$\gamma = \frac{1}{4} K' P. \quad 5)$$

Mithin nimmt die prozentische Verbindungsbildung von Aceton und Chloroform im Gaszustand nahe proportional dem Totaldruck zu.

Für K' ergibt sich bei 80°C der Wert:

$$K' = 0,015.$$

Aus Gleichung 5) ist ersichtlich, wie gering die Verbindungsbildung mit abnehmendem Totaldruck wird, und andererseits, wie schnell dieselbe mit zunehmender Temperatur infolge des rapiden Anwachsens der Sättigungsdrucke zunimmt, obwohl K' mit zunehmender Temperatur kleiner wird.

Bei Zimmertemperatur wird nun der Sättigungsdruck über den flüssigen Mischungen nur um wenige Promille durch die Verbindungsbildung beeinflußt. Sie wird sich also im Gasraum praktisch gar nicht bemerkbar machen.

Für 80° C haben wir die Sättigungsdrucke von Aceton-Chloroformmischungen bestimmt. Bei einem molekularen Gemenge beträgt der Partialdruck des Acetons $p_a = 1,02$ Atm. und der des Chloroforms $p_c = 0,89$ Atm. Aus Gleichung 3) ergibt sich:

$$p_{ac} = 0,014 \text{ Atm.}$$

Mithin ist:

$$\gamma = \frac{p_{ac}}{P} = 0,0073.$$

Im Sättigungsdruck sind also bei 80° C 0,73 Molekülprozent vereinigt.

Es soll nun noch die Beziehung zwischen der Verbindungskonstanten K' im Gasraum und derjenigen in der flüssigen Mischung K angegeben werden. Zunächst besagt das Dampfdruckgesetz, daß der Partialdruck einer Komponente über dem Gemisch gleich dem Sättigungsdruck der reinen flüssigen Komponente multipliziert mit dem wahren Molenbruch derselben ist, d. h.

$$\left. \begin{aligned} p_a &= P_a \cdot x_a \\ p_c &= P_c \cdot x_c \\ p_{ac} &= P_{ac} \cdot x_{ac} \end{aligned} \right\} \quad 6)$$

wo P_a , P_c , P_{ac} die Sättigungsdrucke der drei Komponenten und x_a , x_c , x_{ac} die zugehörigen wahren Molenbrüche bedeuten.

Das Massenwirkungsgesetz, auf die gasförmige Phase angewandt, lautet:

$$K' = \frac{p_{ac}}{p_a \cdot p_c} \quad 7)$$

und auf die flüssige Phase:

$$K = \frac{x_{ac}}{x_a \cdot x_c} \quad 8)$$

Daraus ergibt sich der Zusammenhang zwischen K' und K :

$$K' = K \cdot \frac{P_{ac}}{P_a \cdot P_c} \quad 9)$$

Man sieht auch aus dieser Relation, daß die Verbindungskonstante im Gasraum notwendig viel kleiner sein muß als die in der flüssigen Phase, da der Sättigungsdruck der Verbindung wegen des hohen Molekulargewichts bedeutend kleiner als die Werte P_a und P_c ist, wie es ja auch die vorstehenden Messungen ergeben haben.

Aus diesen Ergebnissen folgt also zwingend, daß Aceton und Chloroform beim Vermischen eine chemische Verbindung eingehen, die sowohl in der gasförmigen wie in der flüssigen Phase vorhanden sein muß.

b) Das Gemisch Äthyläther-Benzol.

Aus den physikalischen Eigenschaften dieses Gemisches¹⁾ geht hervor, daß Äthyläther und Benzol beim Mischen eine chemische Verbindung eingehen. Die Berechnungen, die auf Grund von Dampfdruckmessungen angestellt sind²⁾, ergeben, daß es sich hier ebenfalls um eine Bindung im Verhältnis 1:1 handelt. Jedoch ist die Verbindungsbildung im Vergleich zu dem Gemisch Aceton-Chloroform sehr gering. Trotzdem wäre es möglich, daß die Verbindung einen merklichen Dampfdruck besitzt. Aus diesem Grunde wurde versucht, auch von diesem Gemisch die ungesättigten Dämpfe zu untersuchen. Jedoch zeigte sich bei einer Temperatur von 90° C kein merklicher Effekt, so daß bei diesem Gemisch wegen der geringen Verbindungsbildung eine solche nicht nachweisbar ist.

Es mußte zu diesen Versuchen völlig reiner, mehrfach destillierter Äther verwandt werden, weil auch das reinste käufliche Präparat das Quecksilber stark verschmutzt.

c) Das Gemisch Benzol-Chloroform.

Ebenso wie die vorigen Gemische zeigt auch das Gemisch Benzol-Chloroform, daß die beiden Komponenten eine chemische Bindung eingehen (l. c., S. 6), die in ebenso geringem Maße vorhanden ist wie bei dem Gemisch Äther-Benzol. Es konnte eine solche bei 90° C in der Gasphase wegen der Kleinheit der Effekte auch hier nicht nachgewiesen werden.

Es sind somit bisher vier Gemische in der Gasphase untersucht worden, die bereits in der flüssigen Phase eine chemische Verbindung erkennen lassen. Insbesondere zeigte sich dies bei den drei Gemischen: Äthyläther-Chloroform, Chloroform-Benzol, Benzol-Äthyläther, die untereinander einen geschlossenen Ring

¹⁾ A. SCHULZE, ZS. f. Elektrochem. 18, 77, 1912; Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 189, 1912.

²⁾ Diese Ergebnisse werden demnächst in der Physikalischen Zeitschrift veröffentlicht.

bilden. Hieraus erkennt man sofort, daß die großen Abweichungen, wie sie bei den Äther-Chloroformmischungen auftreten, nicht von den reinen Komponenten herrühren können, sondern sich nur durch eine chemische Bindung zwischen diesen beiden Komponenten erklären lassen. Wenn diese Abweichungen tatsächlich vom reinen Äther oder vom reinen Chloroform herrühren, so müßten solche auch bei den beiden anderen Gemischen: Äther-Benzol und Benzol-Chloroform, vorhanden sein. Da dies aber nicht der Fall ist, so folgt ohne weiteres daraus, daß der reine Äther und das reine Chloroform normale Flüssigkeiten sind, und daß jene Abweichungen von den Gasgesetzen nur von molekularen Änderungen obiger Art herrühren können.

II. Die einfache Assoziation.

Ebenso wie sich bei den Gemischen Äthyläther-Chloroform und Aceton-Chloroform die gegenseitige Assoziation dadurch nachweisen ließ, daß infolge der beim Mischen eintretenden Verringerung der Molekülzahl nach der AVOGADROSchen Regel eine Druckverminderung auftrat, so mußte sich auch in der Gasphase der entgegengesetzte Effekt nachweisen lassen. Letzterer rührt davon her, daß eine der Komponenten stark assoziiert ist, und daß deren Molekülkomplexe durch Vermischen mit der anderen Komponente gespalten werden. Dadurch wird die Molekülzahl vermehrt, und es muß eine Druckerhöhung eintreten.

Hier ist zunächst ein Gemisch herausgesucht, bei dem eine Druckerhöhung sichtbarlich ins Auge fällt; dies ist:

das Gemisch Äthyläther-Schwefelkohlenstoff.

Nach den Dampfdruckmessungen von GUTHRIE¹⁾ ist der Schwefelkohlenstoff stark assoziiert. Denn die Dampfdruckkurve ist bei einer Temperatur von 18,8° C stark konkav gegen die Horizontalachse. Dasselbe zeigen auch die beim Mischen auftretenden Dilatationserscheinungen, die von W. DEUTSCHMANN²⁾ beobachtet sind. In direktem Zusammenhang hiermit steht auch die starke Abkühlung; dieselbe beträgt, wenn man bei 18° C

¹⁾ GUTHRIE, Phil. Mag. (5) 18, 495, 1884.

²⁾ Diss. Berlin 1911.

30 Volumprozent Äther und 70 Volumprozent Schwefelkohlenstoff mischt, 2,5°.

Auf Assoziation des Schwefelkohlenstoffs weisen auch die spezifischen Wärmen¹⁾ hin. Da aber besonders aus der Dampfdruckkurve zu ersehen ist, daß der Schwefelkohlenstoff nicht nur Doppelmoleküle, sondern auch dreifache und vierfache Moleküle enthalten muß, so ist zu erwarten, daß auch in der Gasphase eine große Druckerhöhung stattfindet.

Wenn man bei 80° C und 1 Atm. Druck Ätherdampf und Schwefelkohlenstoffdampf vermischt, so stehen nach der Mischung die Quecksilbersäulen im Rohr *R* (s. Figur, S. 489) um 8,65 mm niedriger als in dem mit der Atmosphäre in Verbindung stehenden Rohr *h*. Das würde also heißen: Beim Mischen dieser beiden Dämpfe tritt eine Volumzunahme von 0,15 ccm auf, das sind etwa 1,4 Prom.

Wenn *B* der äußere Atmosphärendruck ist, so ist der Druck im Gefäß nach der Vereinigung der beiden Dämpfe ($B + 8,65$) mm Hg; das zugehörige Volumen ist dann: $(55,0 + 0,15)$ ccm. Daraus ergibt sich der Druck *P* bei dem konstanten Volumen von 55,0 ccm:

$$p = (B + 8,65) \frac{55,0 + 0,15}{55,0}$$

$$p = 770,8 \text{ mm}$$

d. h. die Druckzunahme bei konstantem Volumen beträgt 10,8 mm Hg.

Da, wie wir ja wissen, der Äthyläther eine normale Flüssigkeit ist, kann diese Volumzunahme nur durch eine Assoziation des Schwefelkohlenstoffs erklärt werden. Somit finden sich die aus der Theorie der konzentrierten Lösungen gemachten Folgerungen durch die Gasgesetze vollkommen bestätigt.

Es ist noch eine Reihe anderer Gemische untersucht, um über die Assoziation der Dämpfe bzw. der Flüssigkeiten Näheres aussagen zu können. Jedoch soll hierüber an anderer Stelle berichtet werden.

Um den Dampf einer Flüssigkeit hinsichtlich seiner Molekularconstitution zu untersuchen, muß man zusehen, auf verschiedenen Wegen zu obigen Schlußfolgerungen gelangen zu können.

Wenn eine Flüssigkeit bzw. der Dampf derselben höhere Molekülkomplexe hat, so muß bei größeren Drucken der Dampf

¹⁾ A. SCHULZE, Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 344, 1912.

kompressibler sein, da ja mit zunehmendem Druck auch die Assoziation zunimmt. Dies konnte tatsächlich beobachtet werden.

Ebenso muß eine andere Eigenschaft des Dampfes, nämlich seine Dichte, ein gutes Kennzeichen für seine Assoziation ergeben. Alle diese fast zu Ende geführten Versuche werden demnächst ausführlich an anderer Stelle mitgeteilt werden. Wenn man die Molekularkonstitution des Dampfes kennt, kann man auf Grund einfacher Überlegungen Rückschlüsse auf die qualitative Molekularkonstitution von reinen Flüssigkeiten machen.

Zusammenfassung.

Es wurde gezeigt, daß beim Vermischen von Aceton- und Chloroformdämpfen eine gegenseitige Assoziation stattfindet, und zwar vereinigen sich bei einer Temperatur von 80°C und einem Totaldruck von 1 Atm. in einem molekularen Gemenge 0,37 Molekülprozent. Daraus folgt mit Notwendigkeit, daß auch in dem flüssigen Gemisch eine solche chemische Verbindung (und zwar in bedeutend höherem Grade) vorhanden ist, wie sie zur Erklärung des abweichenden Verhaltens der physikalischen Eigenschaften der Mischungen angenommen wurde.

Bei den Gemischen Äthyläther-Benzol und Benzol-Chloroform konnte eine chemische Bindung in der Gasphase nicht nachgewiesen werden.

Andererseits konnte auf demselben Wege an dem Gemisch Äthyläther-Schwefelkohlenstoff gezeigt werden, daß auf Grund der beim Mischen auftretenden Druckerhöhung der Schwefelkohlenstoff stark assoziiert ist.

Endlich werden verschiedene Methoden angegeben, die notwendig auf die Assoziation von reinen Flüssigkeiten und Dämpfen schließen lassen.

Charlottenburg, Physikal. Institut der Techn. Hochschule.

Experimenteller Nachweis der Existenz fertiger elektrischer Dipole in flüssigen Dielektriciis; von S. Ratnowsky.

(Eingegangen am 30. Mai 1913.)

Die längst bekannte Tatsache, daß verschiedene flüssige Dielektrika eine sehr große Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante aufweisen, fand lange Zeit keine theoretische Erklärung. Es war hauptsächlich das Verdienst von RATZ¹⁾, HASENÖHRL²⁾, ABEGG und SEITZ³⁾, BAEDEKER⁴⁾ und TANGL⁵⁾, diese Temperaturabhängigkeit nachgewiesen zu haben. Diese Forscher haben nämlich durch sorgfältig ausgeführte Versuche gezeigt, daß mit abnehmender Temperatur die Dielektrizitätskonstante immer zunimmt, bis endlich beim Festwerden der Flüssigkeit der Wert der Dielektrizitätskonstante einen plötzlichen großen Sprung erfährt.

Substanz	Temperatur	Dielektrizitätskonstante
Amylalkohol	293	16,0
	173	30,1
	gefroren	2,4
Äthylalkohol	293	25,8
	153	54,6
	gefroren	2,7
Methylalkohol	293	31,2
	173	50,0
	gefroren	3,07
Äthyläther	291	4,37
	193	7,05
Wasser ⁶⁾	291	81,1
Eis ⁷⁾	—	3,16

¹⁾ F. RATZ, ZS. f. phys. Chem. 19, 94, 1896.

²⁾ F. HASENÖHRL, Wien. Ber. 105, 460, 1896.

³⁾ R. ABEGG und W. SEITZ, ZS. f. phys. Chem. 29, 242 und 491, 1899.

⁴⁾ K. BAEDEKER, ZS. f. phys. Chem. 36, 305, 1901.

⁵⁾ K. TANGL, Ann. d. Phys. (4) 10, 748, 1903.

⁶⁾ F. HEERWAGEN, Wied. Ann. 48, 35, 1893; 49, 272, 1893.

⁷⁾ R. ABEGG, Wied. Ann. 65, 229, 1893. Die Werte der Dielektrizitätskonstante der Alkohole sind nach ABEGG und SEITZ, l. c., angegeben.

Die vorstehende Tabelle läßt für verschiedene Substanzen diesen Sachverhalt deutlich erkennen.

Nun könnte man annehmen, daß die vielleicht heutzutage allgemein anerkannte Elektronentheorie der Materie auch dieses Verhalten der Dielektrika erklären würde. Nach der Elektronentheorie wird bekanntlich angenommen, daß in den Körper zusammensetzenden Molekülen sich Elektronen befinden, die durch quasielastische Kräfte an bestimmte Ruhelagen gebunden sind. Unter der Wirkung eines elektrischen Feldes werden die Elektronen aus ihren Ruhelagen verschoben. Diese Verschiebung soll dann die dielektrische Polarisierung des Körpers bedingen.

Obgleich diese Hypothese schon verschiedene schöne Erfolge aufzuweisen hat, vermag sie doch die oben erwähnte Erscheinung nicht zu erklären, da sie, wie sich leicht zeigen läßt, zu der bekannten CLAUSIUS-MOSOTTischen Beziehung zwischen der Dielektrizitätskonstante und der Dichte einer Substanz führt. Es gilt nach der Elektronentheorie die Beziehung¹⁾

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{konst.},$$

d. h. der charakteristische Ausdruck für die Dielektrizitätskonstante ist nach der Elektronentheorie der Dielektrika im gleichen Maße von der Temperatur abhängig, wie die Dichte ρ der betreffenden Substanz. Nun ist aber bekanntlich die Dichte der Flüssigkeiten nur in geringem Grade von der Temperatur abhängig. Es entspricht also die obige Gleichung dem wirklichen Sachverhalt nicht, weil, wie man sich leicht aus der Tabelle 1 überzeugen kann, der charakteristische Ausdruck $\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}$ sehr stark von der Temperatur abhängt.

Diese große Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante mit Hilfe einer neuen und sehr plausiblen Hypothese erklärt zu haben ist das Verdienst DEBYE²⁾.

DEBYE macht die Annahme, daß „im Inneren der Isolatoren nicht allein elastisch gebundene Elektronen, sondern auch fertige Dipole von konstantem elektrischen Moment vorhanden sind“.

¹⁾ H. A. LORENTZ, The theory of Electrons, S. 145. Leipzig, Teubner, 1909.

²⁾ P. DEBYE, Phys. ZS. 18, 97, 1912.

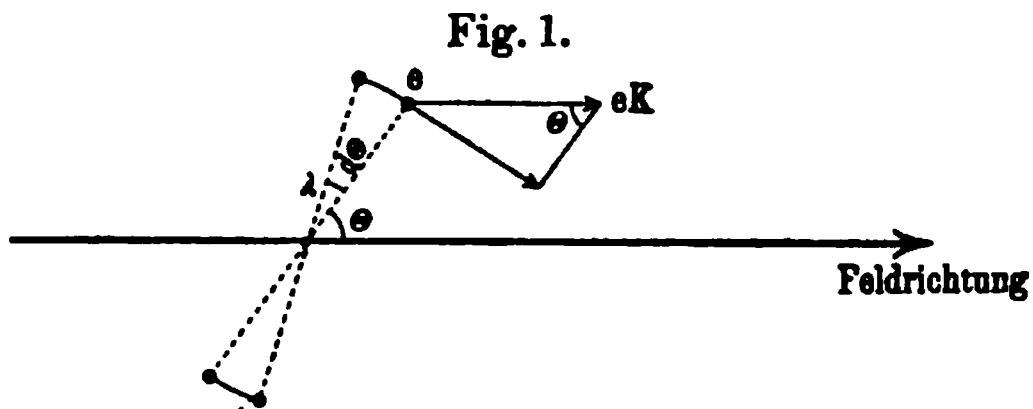
Mit Hilfe dieser Annahme konnte DEBYE in der Tat auf Grund der statistischen Mechanik die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante erklären¹⁾.

Im folgenden wird der Versuch gemacht, die DEBYEsche Annahme experimentell zu prüfen. Wir sehen uns aber genötigt, zunächst in Kürze die DEBYEsche Theorie hier zu skizzieren, einerseits schon aus dem Grunde, weil die DEBYEsche Notiz nicht alles enthält, worauf wir uns beziehen müssen, und andererseits, weil wir aus der DEBYEschen Theorie Schlüsse ziehen wollen, welche die Grundlage unserer Versuche bilden.

§ 2. Es sei eine sehr große Zahl von Molekülen gegeben, deren jedes ein konstantes elektrisches Moment hat. Es ist dann bekanntlich nach MAXWELL die Zahl der Moleküle, deren Momente in dem Raumwinkel $d\Omega$ liegen, gegeben durch

$$\alpha e^{\frac{-\varepsilon}{kT}} d\Omega,$$

wo ε die Energie einer Molekel und T die absolute Temperatur der Substanz bedeuten. k ist die BOLTZMANN-PLANCKsche Konstante. Nun sei λ die Länge eines jeden elektrischen Dipols, d. h. der Abstand der beiden entgegengesetzten, an die Molekel festgebundenen, in diametraler Lage sich befindlichen Ladungen, welcher in einem Feld von der Feldstärke K sich befindet. Dann ist die Energie eines solchen Dipols, wie aus der Figur leicht ersichtlich ist, gleich



$$\varepsilon = e\lambda K \int_0^\pi \sin \theta d\theta = 2e\lambda K(1 - \cos \theta),$$

¹⁾ Es sei hier noch erwähnt, daß in der neuesten Zeit eine Arbeit von SCHRÖDINGER (E. SCHRÖDINGER, Wien. Ber. 121, Novemberheft 1912) erschienen ist, in welcher der Versuch gemacht wird, die DEBYEsche Theorie der Dielektrika auf anisotrope Körper zu erweitern. SCHRÖDINGER identifiziert den DEBYEschen „kritischen Punkt“ mit dem Schmelzpunkt der Substanz und sucht daraus die Erscheinungen der Pyro- und Piezoelektrizität zu erklären. Wir wollen hier noch darauf hinweisen, daß die Annahme der fertigen elektrischen Dipole zuerst von REINGANUM gemacht wurde. REINGANUM führt nämlich für die Molekularkräfte in der kinetischen Gastheorie die Kräfte elektrischer Dipole von konstantem Moment ein. Auch andere

worin e die Größe der Ladung eines Poles bedeutet. Bezeichnen wir noch mit m die Größe des konstanten Momentes eines Moleküls, so ist dann

$$\varepsilon = mK(1 - \cos \theta),$$

weil

$$m = 2e\lambda.$$

Denken wir uns jetzt, daß die N Moleküle in einer Kugel vom Radius 1 eingeschlossen sind. Dann ist

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta.$$

Für das gesamte Moment der Kugel, in der Feldrichtung gemessen, können wir also schreiben

$$M = \int_0^\pi \alpha e^{-\frac{mK}{kT}(1-\cos\theta)} \cdot m \cos \theta \cdot 2\pi \sin \theta d\theta,$$

und da die gesamte Zahl der Moleküle

$$N = \int \alpha e^{-\frac{mK}{kT}} d\Omega = \int \alpha e^{-\frac{mK}{kT}(1-\cos\theta)} \cdot 2\pi \sin \theta d\theta,$$

so ist das mittlere Moment eines Moleküls in der Feldrichtung gemessen

$$\bar{m} = \frac{M}{N} = \frac{\int_0^\pi \alpha e^{-\frac{mK}{kT}(1-\cos\theta)} \cdot m \cos \theta \cdot 2\pi \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi \alpha e^{-\frac{mK}{kT}(1-\cos\theta)} \cdot 2\pi \sin \theta d\theta}$$

oder

$$\bar{m} = m \frac{\int_0^\pi e^{-\frac{mK}{kT} \cos \theta} \cdot \cos \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^\pi e^{-\frac{mK}{kT} \cos \theta} \cdot \cos \theta d\theta} \quad 1)$$

Forscher haben diese Annahme benutzt. Wir verweisen auf die folgende Literatur: M. REINGANUM, Phys. ZS. 2, 241, 1900; Ann. d. Phys. (4) 10, 334, 1903; ebenda (4) 28, 649, 1912; W. SUTHERLAND, Phil. Mag. (6) 4, 625, 1902; ebenda (6) 7, 417, 1904; ebenda (6) 17, 657, 1909.

Um die Integrale auszurechnen, setzen wir $\frac{mK}{kT} = \beta$ und $\cos \theta = x$. Wir bekommen dann

$$\frac{\bar{m}}{m} = \frac{\int_{-1}^{+1} e^{\beta x} x dx}{\int_{-1}^{+1} e^{\beta x} dx} = \frac{\frac{d}{d\beta} \int_{-1}^{+1} e^{\beta x} dx}{\int_{-1}^{+1} e^{\beta x} dx}.$$

Nun ist aber

$$\int_{-1}^{+1} e^{\beta x} dx = \left[\frac{e^{\beta x}}{\beta} \right]_{-1}^{+1} = \frac{e^{\beta} - e^{-\beta}}{\beta} = \frac{\sinh \beta}{\beta}$$

und wir erhalten dann für

$$\int_{-1}^{+1} e^{\beta x} x dx = \frac{d}{d\beta} \int_{-1}^{+1} e^{\beta x} dx = \frac{1}{2} \frac{\beta \cosh \beta - \sinh \beta}{\beta^2}.$$

Es ist also schließlich

$$\bar{m} = m \left(\coth \beta - \frac{1}{\beta} \right). \quad 2)$$

Setzen wir für β ihren Wert $\beta = \frac{mK}{kT}$ ein, so bekommt man in vollständiger Analogie mit der LANGEVINSchen¹⁾ Theorie des Paramagnetismus für das mittlere Moment eines Dipols

$$\bar{m} = m \left(\coth \frac{mK}{kT} - \frac{kT}{mK} \right). \quad 2')$$

Bezeichnen wir jetzt mit N die Zahl der Moleküle pro Kubikzentimeter der Substanz, so bekommen wir für die dielektrische Polarisierung, welche von den fertigen elektrischen Dipolen herührt,

$$P_m = \bar{m} N = N m \left(\coth \frac{mK}{kT} - \frac{kT}{mK} \right). \quad 3)$$

¹⁾ Vgl. LANGEVIN, Ann. chim. phys. (8) 5, 70, 1905.

²⁾ Die hier gegebene Ableitung deckt sich im wesentlichen mit dem von DEBYE in seinen Vorlesungen (Zürich, Wintersemester 1911—1912) gegebenen Verfahren.

Diese Gleichung gilt für beliebige Feldstärken K . Speziell für kleine Feldstärken erhält man durch Entwicklung nach Potenzen von K in erster Näherung

$$P_m = N \frac{m^2}{3 k T} K. \quad 4)$$

Nun ist aber P_m nicht die gesamte Polarisierung des Dielektrikums; denn um diese zu bekommen, müssen wir noch denjenigen Teil der Polarisierung in Betracht ziehen, der von der Verschiebung der elastisch gebundenen Elektronen herrührt.

Betrachten wir also ein Elektron von der Ladung e , welches im Molekül durch eine der Entfernung x von der Ruhelage proportionale Kraft $f \cdot x$ an dieselbe festgehalten wird. Es ist dann, wenn eine Verschiebung des Elektrons aus seiner Ruhelage durch ein Feld K hervorgebracht wird, die Kraft, die auf das Elektron wirkt

$$e K = f \cdot x$$

oder

$$x = \frac{e K}{f}$$

und das von dem Elektron erzeugte Moment

$$e x = \frac{e^2 K}{f}. \quad 5)$$

Sind in jeder Molekel n solche Elektronen vorhanden, und ist N die Zahl der Moleküle pro Kubikzentimeter, so ist die von den Verschiebungselektronen herrührende Polarisierung gleich

$$p = \frac{N n e^2 K}{f}.$$

Addiert man p zu der Gleichung 4), so ergibt sich für die gesamte Polarisierung P

$$P = \left(\frac{N n e^2}{f} + \frac{N m^2}{3 k T} \right) K. \quad 6)$$

Nun nimmt DEBYE¹⁾ an, daß das Maß der im Inneren des Körpers wirkenden Kraft nicht allein durch die „äußere“ Feldstärke gegeben ist, sondern daß man zu dieser noch die Wirkung des durch die Polarisierung der Moleküle erzeugten LORENTZschen Molekularfeldes addieren muß. Nach LORENTZ ist die durch

¹⁾ P. DEBYE, l. c.

das Molekularfeld hervorgerufene Kraft ¹⁾ gleich $\frac{4\pi}{3} P$, wenn P die Polarisierung bedeutet. Es ist also

$$K = E + \frac{4\pi}{3} P,$$

wenn wir mit E die äußere Feldstärke bezeichnen. Durch Einsetzen dieses Wertes für K in die Gleichung 6) erhält man

$$P = \left(\frac{Nne^2}{f} + \frac{Nm^2}{3kT} \right) \left(E + \frac{4\pi}{3} P \right).$$

Definieren wir noch eine Größe θ , die nur Funktion der Temperatur ist, durch den Ausdruck

$$\frac{Nne^2}{f} + \frac{Nm^2}{3kT} = \frac{3}{4\pi} \theta,$$

so ist dann die Polarisierung

$$P = \frac{3}{4\pi} \theta \left(E + \frac{4\pi}{3} P \right).$$

Berücksichtigt man noch, daß die dielektrische Verschiebung D gleich ist

$$D = E + 4\pi P = \epsilon E, \quad 7)$$

so bekommt man für die Dielektrizitätskonstante

$$\epsilon = \frac{1 + 2\theta}{1 - \theta} \quad 8)$$

und für den charakteristischen Ausdruck ²⁾

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \theta = \frac{4\pi Nne^2}{3f} + \frac{4\pi Nm^2}{9kT}. \quad 9)$$

Die Gleichungen 8) und 9) sind also die Folgerungen der DEBYESchen Theorie und diese Gleichungen gibt er in seiner Notiz an. Daß die Annahme der „fertigen“ Dipole wohl der Wirklichkeit entsprechen muß, hat DEBYE dadurch bewiesen, daß er die Gleichung 9) an den experimentellen Resultaten prüft. Es ergibt sich dabei eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem theoretischen Verlauf der Temperaturabhängigkeit, des charakteristischen Ausdruckes für die Dielektrizitätskonstante und den experimentellen. Wir wollen hier noch bemerken, daß sich aus der DEBYESchen Theorie die Folgerung ergibt, daß bei Flüssig-

¹⁾ Die Berechnung dieser Kraft ist von LORENTZ gegeben. Vgl. H. A. LORENTZ, The theory of electrons, S. 303, Note 54, Leipzig, Teubner, 1909.

²⁾ Vgl. P. DEBYE, l. c.

keiten, die eine große Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante aufweisen, der große Wert der Dielektrizitätskonstante hauptsächlich von der Existenz der fertigen Dipole herrührt. DEBYE zieht noch aus seiner Theorie die Folgerung, daß es eine „kritische“ Temperatur gibt, unterhalb welcher auch „ohne äußeres Feld eine Polarisierung im Inneren des Körpers vorhanden sein kann“, d. h. es wird eine Spontanelektrisierung auftreten. Inwiefern diese Extrapolarisation berechtigt ist, kann man leider nicht entscheiden, da alle die Flüssigkeiten, die hier in Betracht kommen, schon vor dieser kritischen Temperatur fest werden; die DEBYESche Theorie bezieht sich aber nur auf Flüssigkeiten ¹⁾).

§ 3. Im folgenden wollen wir der Einfachheit wegen so rechnen, als wären im Dielektrikum nur fertige Dipole vorhanden, d. h. wir nehmen an, daß die elektrische Polarisierung hauptsächlich von den fertigen Dipolen herrührt, und daß derjenige Anteil, den man den Verschiebungselektronen zuschreiben muß, zu vernachlässigen ist. In diesem Falle wird das mittlere Moment eines Moleküls, in der Feldrichtung gemessen, durch die Gleichung 2) gegeben.

Bezeichnet man wie früher mit N die Zahl der Moleküle pro Kubikzentimeter, und ersetzt β durch ihren Wert $\frac{mK}{kT}$, so bekommt man unter Berücksichtigung, daß

$$K = E + \frac{4\pi}{3} P,$$

für die dielektrische Polarisierung

$$P = Nm \left\{ \coth \frac{m}{kT} \left(E + \frac{4\pi}{3} P \right) - \frac{kT}{m \left(E + \frac{4\pi}{3} P \right)} \right\}. \quad 10)$$

Wir wollen jetzt diese Formel nicht nur für ganz kleine Feldstärken anwenden, wie wir es früher gemacht haben, sondern auch für größere, aber nur so weit als wir nicht über das zweite Glied der Entwicklung hinauszugehen brauchen.

Nun folgt dann aus Gleichung 10) für $\frac{4\pi}{3} P$, wenn man nach Potenzen von E entwickelt,

$$\frac{4\pi}{3} P = \frac{\theta}{1-\theta} E \left\{ 1 - \frac{27}{80\pi^2} \frac{\theta^2}{(1-\theta)^2} \frac{E^2}{N^2 m^2} \right\}, \quad 11)$$

¹⁾ Vgl. hierzu E. SCHRÖDINGER, Wien. Ber. 121.

worin wir mit θ den Ausdruck

$$\theta = \frac{4 \pi N m^2}{9 k T}$$

bezeichnen, der der absoluten Temperatur umgekehrt proportional ist. Rechnet man jetzt aus den Gleichungen 7) und 11) die dielektrische Verschiebung D aus, so bekommt man

$$D = E \left\{ \frac{1 + 2\theta}{1 - \theta} - \frac{81}{80\pi^2} \cdot \frac{\theta^3}{(1 - \theta)^3} \cdot \frac{E^2}{N^2 m^2} \right\}.$$

Definieren wir die Dielektrizitätskonstante als die Differentiale $\frac{dD}{dE}$ der Verschiebung D nach der Feldstärke E , so folgt für ϵ

$$\epsilon = \frac{dD}{dE} = \frac{1 + 2\theta}{1 - \theta} - \frac{243}{80\pi^2} \cdot \frac{\theta^3}{(1 - \theta)^3} \cdot \frac{E^2}{N^2 m^2}. \quad 12)$$

Es folgt also aus der DEBYESchen Annahme der Existenz fertiger Dipole im Dielektrikum, daß bei kleinen Feldstärken, für welche das zweite Glied rechts in der Gleichung 12) vernachlässigt werden kann, die Dielektrizitätskonstante nur von der Temperatur abhängig ist, denn θ ist nur Funktion der Temperatur

$$\theta = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{N m^2}{3 k T}.$$

Für größere Feldstärken aber, bei denen auch das zweite Glied in Betracht kommt, ist die Dielektrizitätskonstante auch eine Funktion der Feldstärke. Gleichung 12) sagt aus, daß ϵ mit zunehmendem Felde abnimmt. Das ist das von vornherein zu erwartende Resultat. Nehmen wir an, daß die Dielektrizitätskonstante durch die Polarisierung der fertigen Dipole bedingt ist, so muß unbedingt bei einer bestimmten Feldstärke eine Sättigungserscheinung eintreten. Denn in diesem Falle kann unmöglich die Zunahme der Drehung des Dipols immer proportional dem Zuwachs der Feldstärke bleiben. Von einer bestimmten Feldstärke an muß die Zunahme der Drehung für gleiche Zunahmen der Feldstärke immer kleiner werden, bis endlich für sehr große Kräfte keine Vergrößerung mehr eintritt, d. h. es tritt dann eine vollständige Sättigung ein. Vergleicht man die Gleichung 12) mit der Gleichung 8), so überzeugt man sich leicht, daß das erste Glied in der Gleichung 12) nichts anderes ist, als der Wert der Dielektrizitätskonstante für sehr kleine Feldstärken; das zweite Glied bedingt also die Abnahme derselben in Funktion des Feldes.

Experimenteller Teil.

Die experimentelle Prüfung der DEBYESchen Theorie der Dielektrika kann aus zwei verschiedenen Gesichtspunkten unternommen werden.

1. Man untersucht, ob die aus ihr folgende Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante mit den Versuchsergebnissen gut übereinstimmt. Diese Prüfung erstreckt sich auf eine Folgerung der Theorie.

2. Man versucht direkt experimentell die Grundannahme nachzuweisen, daß es in der Tat in den Dielektrika fertige elektrische Dipole von konstantem Moment gibt.

Unabhängig von jeder vollständigen Theorie der Dielektrika muß bei der Annahme der Existenz konstanter elektrischer Dipole eine qualitativ neue Erscheinung auftreten, nämlich die, daß die Verschiebung langsamer wächst als die Feldstärke, d. h. es muß bei einem bestimmten Feld eine Sättigung auftreten. Wie diese Verschiebung oder die Differentiale der Verschiebung nach der Feldstärke, d. h. die Dielektrizitätskonstante quantitativ von der Feldstärke abhängt, das kann noch durch verschiedene Umstände bedingt sein. So z. B. wird sich aus der Theorie die eine oder andere Feldabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante ergeben, je nachdem, welche Annahme man über das innere molekulare Feld gemacht hat.

Im folgenden wollen wir unsere Experimente beschreiben, die den ersten Versuch bilden, die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstante von der Feldstärke festzustellen. Wir bemerken aber schon hier, daß unsere Experimente mehr qualitativer Natur sind, wenn wir auch aus unseren Versuchen für die Größe des Momentes des Dipols Werte finden, die der Größenordnung nach mit denjenigen übereinstimmen, die DEBYE aus der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante berechnet hat. Die strenge quantitative Prüfung der Gleichung 12) ist mit sehr großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden, weil, wie es sich aus unseren Versuchen ergibt, die Abnahme der Dielektrizitätskonstante schon bei verhältnismäßig großen Feldstärken sehr klein ist.

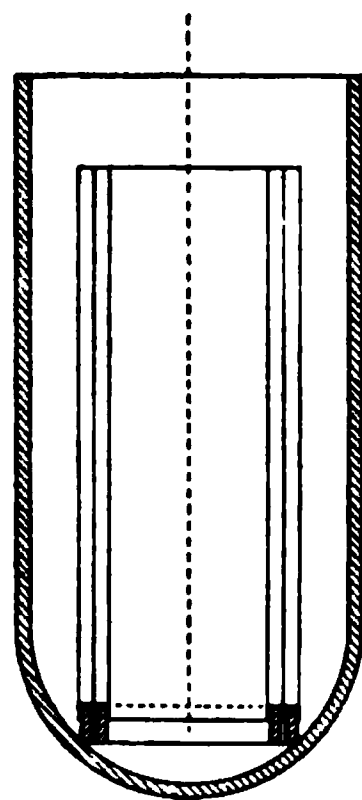
Die Versuchsanordnung.

Die Messungsmethode, die wir angewendet haben, war im wesentlichen die von NERNST ausgearbeitete Kompensationsmethode

zur Messung der Dielektrizitätskonstanten von Flüssigkeiten mit verhältnismäßig großem Leitvermögen. Selbstverständlich kann diese Methode in ihrer gewöhnlichen Anordnung nicht ohne weiteres unseren Zwecken dienen, denn bei uns handelt es sich in erster Linie darum, die Dielektrizitätskonstante bei sehr großen Feldstärken zu messen. Bei der gewöhnlichen Anordnung kann man aber große Potentiale an den Versuchskondensator nicht anlegen, weil ein Ausgleich des Potentials durch die Brücke sofort stattfinden wird. Wir müßten also eine solche Anordnung treffen, bei der ein derartiger Potentialausgleich vermieden werden kann. Und es ist uns in der Tat gelungen, durch eine kleine Abänderung der gewöhnlichen NERNSTschen Anordnung das zu erreichen, daß wir Potentiale von ungefähr 3000 Volt an den Versuchskondensator anlegen konnten. Um einen genauen Überblick über die Methode zu ermöglichen, wollen wir hier eine ausführliche Beschreibung unserer Anordnung (Fig. 2 u. 3) geben.

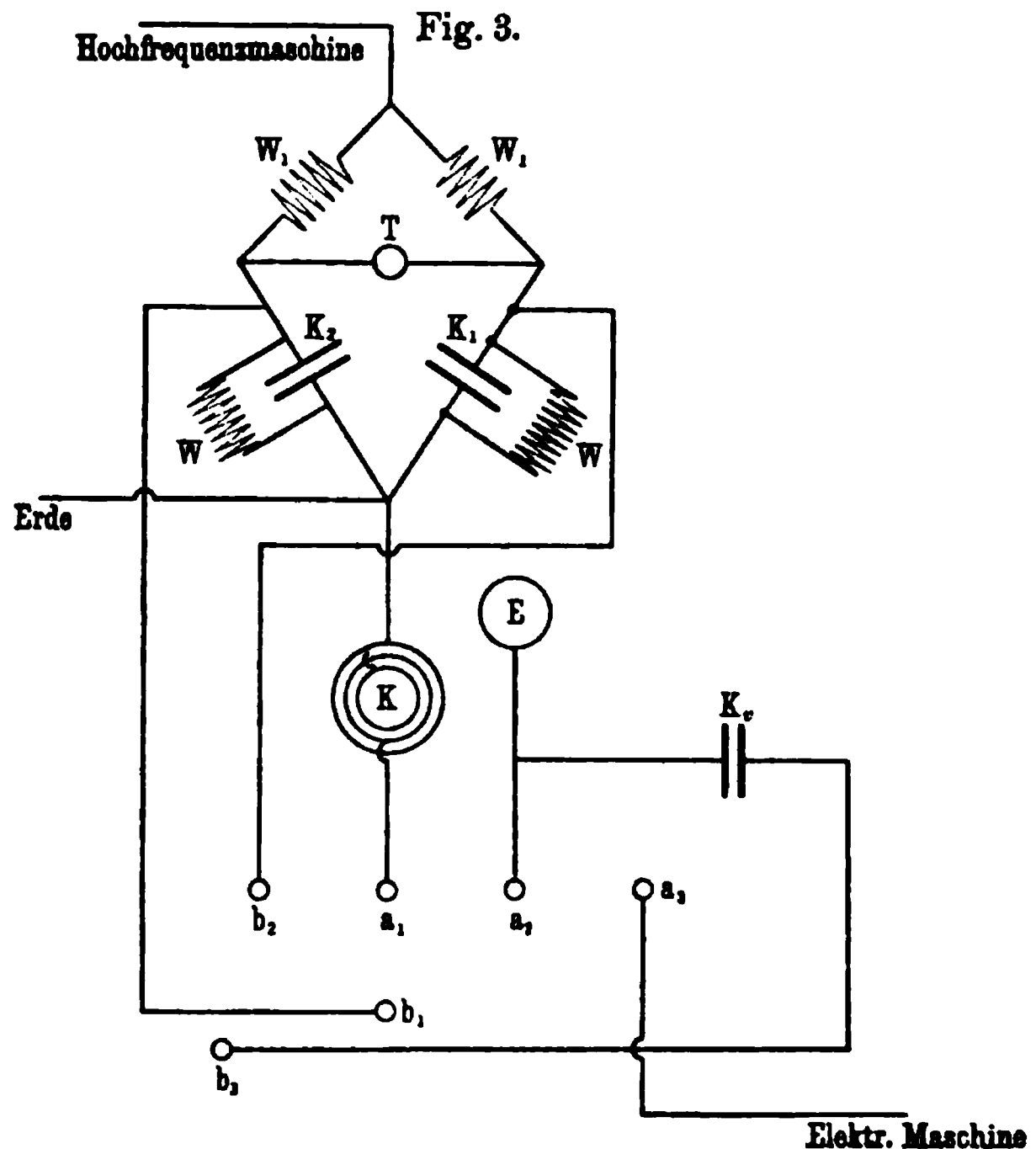
W_1 und W_2 bedeuten zwei gleiche Flüssigkeitswiderstände mit verschiebbaren Elektroden. K_1 ist ein Vergleichsmeßkondensator aus zwei Metallplatten mit einschiebbarer Glasplatte und K_2 ein ähnlicher Hilfskondensator. Parallel zum Kondensator K_1 war noch ein Drehkondensator (Dielektrikum Luft) geschaltet, weil die Kapazität des Kondensators K_1 sehr klein war. W und W' sind zwei regulierbare, mit den Kondensatoren K_1 und K_2 parallel geschaltete Flüssigkeitswiderstände, die zur Kompensation der Leitfähigkeit der zu untersuchenden Flüssigkeit dienen. K ist der Kondensator, der zur Untersuchung der Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit benutzt wurde. Dieser war ein Röhrenkondensator (Fig. 2), bestehend aus drei ineinandergehenden coaxialen Zylindern, aus Nickel verfertigt. Sie wurden durch zwei zwischen den Zylindern genau hineinpassende Glasringe aneinander festgemacht. Die Zylinder waren von ungefähr 17 cm Höhe, der Durchmesser des äußeren Zylinders betrug 4,5 cm. Der Abstand zwischen je zwei solchen Röhren war ungefähr 0,32 cm. Die Kapazität dieses Kondensators (wenn mit Luft gefüllt) betrug 0,000 18 M. F. (Der Grund, warum wir gerade einen Kondensator von dieser Kapazität

Fig. 2.



gewählt haben, wird später angegeben.) Der Kondensator befand sich in einem Glasgefäß, welches mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gefüllt werden konnte.

Dies ist die bekannte NERNSTsche Anordnung. Bekanntlich wird bei dieser Anordnung der Versuchskondensator K einmal parallel zu K_1 und dann parallel zu K_2 geschaltet und dabei



jedesmal die Flüssigkeitswiderstände W und W und die Kondensatoren K_1 und K_2 so reguliert, daß das Telephon T zum Schweigen gebracht wird.

In diesen Leitungskreis wurde der Wechselstrom einer Hochfrequenzmaschine (SIEMENS, kleiner Typus) geschickt, mit der man eine Frequenz von 3600 pro Sekunde erreichen konnte. Bei unseren Versuchen haben wir eine Frequenz von 3000 bis 3060 benutzt. Das Verwenden einer solchen Wechselstromquelle bei den dielektrischen Messungen ist wegen der Regelmäßigkeit des Funktionierens der Hochfrequenzmaschine sehr zu empfehlen. Übrigens kann sie auch in einem zweiten entfernten Raum

untergebracht werden, so daß man im Arbeitsraum kein Nebengeräusch hat.

Nun ist es aber bei der ebenso beschriebenen NERNSTschen Anordnung unmöglich, große Potentialdifferenzen an den Belegungen des Kondensators K anzulegen, denn wenn auch die zu untersuchende Flüssigkeit sehr schlecht leitet, wird doch ein Potentialausgleich durch das Telephon T und die Widerstände W und W_1 sofort stattfinden. Um einen solchen Potentialausgleich zu vermeiden, mußte eine Abänderung der Anordnung getroffen werden. Wir haben in der Tat ein sehr einfaches und für unsere Messungen sehr bequemes Mittel gefunden, einen solchen Potentialausgleich zu vermeiden. Man schaltet hinter dem Kondensator K noch einen Kondensator K_2 von sehr geringer Leitfähigkeit, der dann sozusagen als ein Vorschaltkondensator dient und welcher die Entladung des Kondensators K durch den gesamten Stromkreis verhindert. Da aber der Versuchskondensator in diesem Falle mit dem Kondensator K_2 hintereinander geschaltet ist, so wird selbstverständlich nicht die Kapazität von K gemessen, sondern die Kapazität zweier in Serie geschalteter Kondensatoren. Diese Kapazität ist durch den Ausdruck

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

oder auch

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad \text{a)}$$

gegeben, wo C die Kapazität des Systems, C_1 die des Versuchskondensators K , und C_2 die Kapazität von K_2 ist. Es ist also klar, daß als Vorschaltkondensator K_2 , damit nur die Kapazität von K bestimmt wird, ein solcher gewählt werden muß, daß seine Kapazität C_2 sehr groß ist im Vergleich zu C_1 . Wir wählten einen Kondensator von 2 M.F. (Bei der Mehrzahl der Versuche wurden sogar 3 solche parallelgeschaltete Kondensatoren benutzt, so daß die Kapazität 6 M.F. betrug.) In diesem Fall beträgt das erste Glied im Nenner der Gleichung a) nur etwa 0,2 Promille von C_2 (die Kapazität von K , mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gefüllt, war etwa 0,0004 M.F.), was natürlich zu vernachlässigen ist. Auch etwaige Änderungen der Kapazität C_2 , die bei den Versuchen möglicherweise vorkommen können, werden keine Bedeutung haben, und die gemessene Kapazität C wird also gleich

sein der Kapazität C_1 des Versuchskondensators. Übrigens muß noch der Kondensator K , Spannungen von ungefähr 3000 Volt aushalten können.

Um zwischen den Belegungen des Versuchskondensators große Feldstärken zu erzeugen, haben wir dem früher besprochenen Wechselstromfeld ein zweites statisches Feld überlagert. Dieses wurde mittels einer großen Influenzelektrisiermaschine erzeugt.

Schließlich sei noch bemerkt, daß die an den Kondensator K angelegte Potentialdifferenz mittels eines BRAUNschen Elektrometers, das bis zu 3000 Volt zeigte, gemessen wurde. Die Bedeutung der übrigen Teile der Fig. 3 ist aus der Beschreibung des Versuchsganges ersichtlich.

Wahl der Flüssigkeit.

Es ist von vornherein zu erwarten, daß der zu beobachtende Intensitätseffekt nur sehr klein sein kann. Auch die Gleichung 12) läßt erkennen, wenn man das Moment der Dipole wenigstens der Größenordnung nach kennt, daß die Abnahme der Dielektrizitätskonstante nur bei außerordentlich großen Feldstärken verhältnismäßig groß werden kann. Aber sie erlaubt es auch, vorauszusagen, bei welchen Substanzen die gesuchte Erscheinung eher auftreten wird. In der Tat, die Gleichung 12) sagt aus, daß die Abnahme der Dielektrizitätskonstante in Funktion der Feldstärke bei denjenigen Substanzen früher auftreten wird, für welche die Größe

$$\theta = \frac{4 \pi N m^2}{9 k T}$$

den größten Wert hat. Nun stellt es sich leider heraus, daß gerade diejenigen Substanzen, für welche θ den größten Wert hat, wie z. B. die verschiedenen Alkohole und Wasser auch gleichzeitig ein relativ außerordentlich großes Leitvermögen haben, so daß das Anlegen einer verhältnismäßig hohen Potentialdifferenz an die Kondensatorbelegungen wegen des sofortigen Potentialausgleiches unmöglich wird. Man könnte natürlich noch daran denken, den Wert θ für eine Substanz dadurch zu vergrößern, daß man die Temperatur T möglichst tief wählt. Die daraus folgende Vergrößerung ist aber nur dann von Bedeutung, wenn man bis zu der „kritischen“ Temperatur heruntergeht. Nun gestalten sich aber die Messungen der Dielektrizitätskonstante bei sehr tiefen Temperaturen sehr schwierig, und es tritt noch die

Tatsache hinzu, daß die Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante für die in Betracht kommenden Substanzen sehr bedeutend ist (vgl. Tab. 1); infolgedessen wird die kleinste Inkonzanz der Temperatur während den Messungen schon ziemlich starke Änderungen der Dielektrizitätskonstante verursachen.

Diese Schwierigkeit haben wir dadurch zu vermeiden gesucht, daß wir die Untersuchung nicht bei einer reinen Flüssigkeit unternommen haben, sondern bei Gemischen von zwei Flüssigkeiten. Wir haben nämlich eine Flüssigkeit genommen, die aller Wahrscheinlichkeit nach keine fertige Dipole besitzt und deren Leitfähigkeit minimal ist. Eine solche Flüssigkeit ist Benzol. Ihre Dielektrizitätskonstante ist bekanntlich klein (2,3) und zeigt keine Temperaturabhängigkeit, wenigstens sofern man von derjenigen, welche von der Dichteänderung herrührt, absieht. Das sind aber nach der DEBYEschen Theorie Tatsachen, die dafür sprechen, daß die betreffende Flüssigkeit keine fertigen Dipole besitzt. Als zweite Flüssigkeit wurde eine gewählt, in der fertige Dipole nach der DEBYEschen Theorie vorhanden sein müssen und die neben einer möglichst kleinen Leitfähigkeit eine möglichst große Dielektrizitätskonstante hat. Am besten eignete sich den Vorversuchen gemäß Amylalkohol. Seine Dielektrizitätskonstante bei gewöhnlicher Temperatur ist gleich 16; sie weist eine große Temperaturabhängigkeit auf (siehe Tab. 1), was nach DEBYE für die Existenz der fertigen Dipole spricht, und ihre Leitfähigkeit ist bedeutend kleiner als bei den anderen Flüssigkeiten mit ungefähr gleichen Dielektrizitätskonstanten. Nun hat es sich bei den Versuchen ergeben, daß man die Untersuchung am besten durchführen kann, wenn man eine Lösung von 20 Volumprozenten Amylalkohol in Benzol verwendet. Das ist der maximale Gehalt an Amylalkohol, bei dem eine große Potentialdifferenz an die Kondensatorbelegungen noch anlegbar war. Schon bei einer 30proz. Lösung konnten wir keine Messungen ausführen infolge des schnellen Ausgleiches der Potentialdifferenz. Auch Versuche an anderen Alkoholen mit großen Dielektrizitätskonstanten, wie z. B. Methylalkohol und Äthylalkohol, haben zu keinen Resultaten geführt. Speziell bei der Methylalkohollösung war die Leitfähigkeit schon bei einem 10proz. Gehalt an Methylalkohol so stark, daß von einer Vergrößerung der Feldstärke keine Rede sein konnte. Wir mußten uns deswegen nur mit den Messungen an Amylalkohol begnügen.

Die Ausführung der Versuche.

Der Gang der Versuche war der folgende. Nachdem man sich von der Gleichheit der Widerstände W_1 und W_2 überzeugt hatte, wurde zuerst die Verbindung zwischen a_1 und b_1 bzw. b_2 (Fig. 3) hergestellt, d. h. es wurde die Kapazität des Kondensators K mit Luft gefüllt, einschließlich der Zuleitung gemessen. Der Kondensator K_0 und das Elektrometer blieben dabei außerhalb des Stromkreises. Die gleiche Messung wurde dann wiederholt, nachdem man den Kondensator K mit einer Eichflüssigkeit (bei uns Benzol) gefüllt hatte. Dann wurde der Kondensator K_0 und das Elektrometer E zwischen den Kondensatoren K und K_1 bzw. K_2 eingeschaltet und von neuem die Kapazität des Systems gemessen. Die Differenz der Werte der beiden letzten Messungen ist selbstverständlich klein und liefert die Zunahme der Kapazität des Systems infolge Einschaltens des Kondensators K_0 , des Elektrometers E und der Vergrößerung der Zuleitung. Dann wurde der Versuchskondensator K mit der zu untersuchenden Flüssigkeit gefüllt und von neuem die Kapazität gemessen, und zwar einmal ohne den Vorschaltkondensator K_0 und dann mit diesem Kondensator zuerst, ohne das elektrostatische Feld anzulegen. Ist diese Messung gemacht, so ging man zur Messung unter dem Einfluß großer Feldstärken über. Nun wollten wir uns vor allem noch davon überzeugen, daß keine Kapazitätsänderung eintritt, falls wir jetzt (wo der Kondensator K mit Benzol gefüllt ist, das keine fertigen Dipole besitzen soll) zwischen den Kondensatorbelegungen des Kondensators K große Potentialdifferenzen herstellen. Um dies zu erreichen, brauchte man nur eine verhältnismäßig kurze Zeit den Kondensator K_0 mit Hilfe der Elektrisiermaschine zu laden (Verbindung a_2 und a_3). Ist dann die Verbindung zwischen dem Kondensator K_0 und der Elektrisiermaschine unterbrochen, so bleibt die Potentialdifferenz zwischen den Belegungen des Kondensators K_0 und auch des Kondensators K während einer Zeit konstant, die vollständig genügt, um eine Messung der Kapazität auszuführen. Die folgende Versuchsreihe stellt mit Sicherheit fest, daß die Kapazität des Benzolkondensators und des ganzen Systems keine Änderung erfährt, wenn man die Feldstärke erhöht.

Die erste Kolumne dieser Tabelle gibt die direkt beobachteten Werte der Kapazität, wenn kein Zusatzfeld wirkt, in will-

kürlichen Einheiten an. Die zweite Kolumne liefert die Kapazität des gleichen Kondensators unter der Wirkung der Feldstärken, die in der dritten Kolumne in elektrostatischen CGS-Einheiten angegeben sind. Wie man sieht, unterscheiden sich die Werte der ersten und zweiten Kolumne nicht mehr als die Werte der ersten Kolumne untereinander, welche Unterschiede den Versuchsfehlern entsprechen.

C_0	C_E	E Zusatzfeld
13,55	13,55	31,2
13,52	13,53	28,3
13,55	13,55	28,1
13,53	13,52	26,6
13,52	13,55	26,0
13,55	13,53	24,0

Die obige Versuchsreihe läßt deutlich erkennen, daß beim Anlegen großer Potentialdifferenzen keine störenden Nebenumstände auftreten. Wir haben diesen Versuch speziell aus dem Grunde gemacht, weil man erwarten könnte, daß beim Anlegen großer Spannungen an den Versuchskondensator K eine elektrolytische Zersetzung der Untersuchungsflüssigkeiten stattfinden würde. In diesem Falle hätte sich an den Kondensatorbelegungen eine Gaschicht gebildet, die eine Verkleinerung der Kapazität des Kondensators bewirkt hätte. Wäre diese Erscheinung vorhanden, dann könnte der zu beobachtende Effekt vollständig vorgetäuscht werden und wir wären in diesem Falle zu absolut falschen Resultaten gekommen. Glücklicherweise hat sich aber ergeben, daß diese Erscheinung bei unseren Messungen nicht in Betracht kommt (wie Tabelle 2 zeigt), weil jede einzelne Messung nur eine sehr kurze Zeit dauert (die Zeit, die man brauchte, um den Vergleichsmeßkondensator einzustellen, war ungefähr 10 bis 15 Sekunden). Dies ist auch der Grund, warum wir keine feste Verbindung zwischen den Kondensatoren K und K_0 hergestellt haben, denn wir wollten, daß während der Zeit, wo der Kondensator K_0 auf ein bestimmtes Potential geladen wird, kein Strom durch den Kondensator K fließt. Die Verbindung zwischen a_1 und a_2 wurde immer nur nach dem Laden des Kondensators K_0 und direkt vor der Messung hergestellt.

Resultate.

Aus den oben beschriebenen Messungen wurde die Dielektrizitätskonstante berechnet nach der Formel

$$\epsilon - 1 = (\epsilon_0 - 1)(C_1 - C) : (C_0 - C).$$

In dieser Formel bedeutet ϵ die gesuchte Dielektrizitätskonstante, ϵ_0 die der Eichflüssigkeit, C_1 die Kapazität des Versuchskondensators mit der zu untersuchenden Flüssigkeit C_0 , die Kapazität desselben mit der Eichflüssigkeit gefüllt, und schließlich C die Kapazität des Luftkondensators K einschließlich der Zuleitung.

Leider konnten wir, wie früher erwähnt, die Untersuchung nur bei der 20proz. Amylalkohollösung in Benzol durchführen. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle gegeben. Um eine Vorstellung über die Genauigkeit zu ermöglichen, geben wir noch in der ersten Versuchsreihe die direkt beobachteten Größen an.

Erste Versuchsreihe (Temperatur 19°).

Luftkondensator K Kapazität C	20 proz. Amylalkohol ohne elektrisches Zusatzfeld C_1	Eichflüssigkeit (Benzol) C_0
7,90	17,15	13,55
—	17,17	13,55
—	17,15	13,52
—	17,18	13,53
—	17,15	13,50
—	17,18	13,55

1. Feldwirkung (Temperatur 19°).

Kapazität C_1	Das angelegte Potential V	Zusatzfeld in elektrostatischen CGS-Einheiten E	Dielektrizitäts- konstante ϵ
16,90	3000	31,2	3,036
17,00	2650	27,6	3,052
17,05	2100	21,9	3,064
17,09	1950	20,3	3,073
17,12	1650	17,2	3,080
17,15	1350	14,0	3,089
17,15	1200	12,5	3,089
17,18	900	9,6	3,091
17,15	0	0	3,089

2. Temperatur = 1,3°
(Gefrierpunkt des Gemisches).

E	ε	E	ε
31,2	3,112	13,5	3,169
28,1	3,139	12,5	2,172
21,9	3,154	9,6	3,176
19,8	3,160	0,0	3,176

3. Temperatur 19°.

E	ε	E	ε
31,4	3,033	17,6	3,077
27,8	3,050	13,5	3,084
24,5	3,062	10,0	3,087
21,5	3,070	0,0	3,085

Es sei noch bemerkt, daß die in diesen Tabellen angegebenen Zahlen die Mittelwerte aus je 6 bis 8 Versuchsreihen darstellen. Die Messungen wurden dabei abwechselnd bei zunehmendem und abnehmendem Zusatzfeld E gemacht.

Berechnung der Größe des Momentes eines Dipols.

Aus unseren Beobachtungen kann man mit Hilfe der Gleichung 12), § 3, die Größe des Momentes eines Dipols berechnen. Denn diese Gleichung besteht aus zwei Gliedern, von welchen das erste den Wert der Dielektrizitätskonstante für kleine Feldstärken, wie sie gewöhnlich bei den dielektrischen Messungen benutzt werden, angibt, während das zweite die Abnahme derselben Größe in Funktion der Feldstärke bei konstanter Temperatur darstellt. Wir können also mit großer Annäherung zunächst, um die Größe θ , die in dieser Gleichung auftritt, aus dem Werte der Dielektrizitätskonstante zu berechnen, das zweite Glied

$$\left(\frac{243}{80\pi^2} \cdot \frac{\theta^3}{(1-\theta)^3} \cdot \frac{E^2}{N^2 m^2} \right)$$

vernachlässigen. Ist θ berechnet, dann brauchen wir nur

$$\Delta \varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_E = \frac{243}{80\pi^2} \cdot \frac{\theta^3}{(1-\theta)^3} \cdot \frac{E^2}{N^2 m^2} \quad \text{b)}$$

zu setzen, wobei wir unter $\Delta \varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_E$ die Differenz der Werte der Dielektrizitätskonstante bei sehr kleinen und sehr großen Feldstärken E verstehen.

Wir setzen also zunächst

$$\varepsilon = \frac{1 + 2\theta}{1 - \theta}$$

und finden für θ den Wert

$$\theta = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 2}.$$

Für $\frac{\theta^3}{(1-\theta)^3}$ ergibt sich dann aus unseren Messungen

$$\frac{\theta^3}{(1-\theta)^3} = \frac{8}{27}.$$

Setzen wir jetzt für $\Delta \varepsilon$ die Differenz zwischen der Dielektrizitätskonstante bei dem elektrostatischen Felde Null und dem Felde 31,2, so bekommen wir aus der Gleichung b)

$$\Delta \varepsilon = 0,053 = \frac{8}{27} \cdot \frac{243}{80 \pi^2} \cdot \frac{E^2}{N^2 m^2},$$

worin $E = 31,2$, oder

$$m^2 = \frac{243}{270} \cdot \frac{1}{\pi^2} \cdot \frac{31,2^2}{0,053 \cdot N^2}.$$

Wir müssen also noch die Zahl N der Dipole pro Kubikzentimeter in unserer Flüssigkeit kennen. Diese kann man aus der Dichte der Substanz (Amylalkohol), dem Molekulargewicht und der bekannten Masse eines Wasserstoffatoms, welche nach PLANCK¹⁾ gleich $1,63 \cdot 10^{-24}$ g ist, berechnen. Die Zahl der Dipole in unserer Lösung ist jedenfalls 5 mal kleiner, da sie nur 20 Volumproz. Amylalkohol enthält. Wir finden auf diese Weise für die Zahl der Dipole pro Kubikzentimeter unserer Flüssigkeit die Zahl $1,1 \cdot 10^{-21}$ und es ergibt sich für die Größe des Momentes eines Dipols

$$\underline{m = 1,31 \cdot 10^{-19}},$$

eine Zahl, die der Größenordnung nach mit derjenigen übereinstimmt, die DEBYE aus der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante berechnete.

Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle Herrn Professor Dr. A. KLEINER für die Erlaubnis zur Ausführung meiner Arbeit im physikalischen Laboratorium der Universität und für die gütige Überlassung der nötigen Apparate meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Zürich, Physikalisches Institut der Universität, Januar 1913.

¹⁾ M. PLANCK, Theorie der Wärmestrahlung, S. 162, Leipzig 1906.

Berichtigung zu der Arbeit: E. GOLDSTEIN, Über ein noch nicht beschriebenes, anscheinend dem Helium angehörendes Spektrum:

S. 410, Zeile 17 v. o. lies 616—14 statt 515—13.

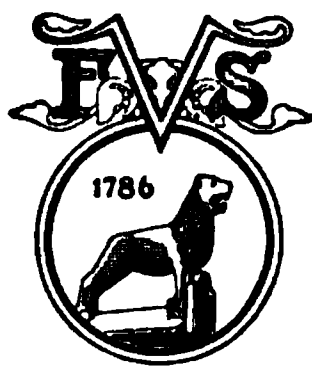
S. 410, „ 2 v. u. „ 575 statt 570.

HALBMONATLICHES
LITERATURVERZEICHNIS
DER
„FORTSCHRITTE DER PHYSIK“

DARGESTELLT
VON DER
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

REDIGIERT VON
KARL SCHEEL RICHARD ASSMANN
FÜR REINE PHYSIK FÜR KOSMISCHE PHYSIK

ZWÖLFTER JAHRGANG 1913



BRAUNSCHWEIG
DRUCK UND VERLAG VON FRIEDR. VIEWEG & SOHN
1913

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

12. Jahrg.

15. Januar 1913.

Nr. 1.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 1 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. Dezember 1912 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Robert Lang. Experimentalphysik. I. Mechanik der festen, flüssigen und gasigen Körper. Mit 125 Figuren im Text. Berlin und Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, G. m. b. H., 1912 (Sammlung Göschen, Nr. 611). (Preis geb. 0,80 M.) *

E. Gerland. Geschichte der Physik. Erste Abteilung: Von den ältesten Zeiten bis zum Ausgange des achtzehnten Jahrhunderts. Für die Drucklegung durchgesehen von H. v. Steinwehr. X u. 762 S. München und Berlin, Verlag von R. Oldenbourg, 1913. (Geschichte der Wissenschaften in Deutschland. Neuere Zeit. 24. Bd. Geschichte der Physik. Erste Abteilung. Auf Veranlassung und mit Unterstützung Seiner Majestät des Königs von Bayern Maximilian II. herausgegeben durch die Historische Kommission bei der Königl. Akademie der Wissenschaften.) (Preis 17 M.) *

Joseph Carlebach. Die Geschichte des Trägheitsgesetzes im Lichte des Relativitätsprinzips. 24 S. Wissenschaftl. Beilage zum Jahresbericht der Margaretenschule zu Berlin, Ostern 1912. ZS. f. phys. Unterr. 25, 395—396, 1912.

H. Groth. Physikalische Prinzipien der Naturlehre und J. Newtons mathematische Prinzipien. IV u. 158 S. Kiel 1912.

W. Sternberg. Entwicklung willkürlicher Funktionen in der mathematischen Physik mittels der Methode der Integralgleichungen. 88 S. Breslau 1912.

C. Neumann. Einige elementare Sätze über periodische Funktionen. Ber. Sächs. Ges. d. Wiss., math.-phys. Kl., 64, Nr. IV, 120—143, 1912.

Lord Rayleigh. Remarks concerning Fourier's Theorem as applied to Physical Problems. Phil. Mag. (6) 24, 864—869, 1912.

- Siegfried Valentiner.** Vektoranalysis. Mit 16 Figuren. 2. Aufl. 156 S. Berlin und Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandl., 1912. (Sammlung Göschen Nr. 354.) (Preis geb. 0,80 \mathcal{M} .)
- Mathematics and physics at the British Association. Nature **90**, 421—426, 1912.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

- Wilhelm Volkmann.** Anleitung zu den wichtigsten physikalischen Schulversuchen. Mit 262 Abb. im Text. VII u. 266 S. Berlin, Verlag von Rudolf Mückenberger, 1912.
- H. Greinacher.** Demonstrationsversuche aus der neueren Physik. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 1912, Heft 8/9. [ZS. f. phys. Unterr. **25**, 370—371, 1912.]
- Gustav Berkhan.** Das Foucaultsche Pendel. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. **18**, 154—155, 1912.
- Fr. Hüttig.** Einfache Darstellung des Parallelogramms der Bewegungen. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 366, 1912.
- P. Bräuer.** Über ein einfaches Reversionspendel. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 354—356, 1912.
- P. Spies.** Ein Strom- und Resonanzpendel. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 349—351, 1912.
- H. Rebenstorff.** Messende Versuche mit dem Drucke der Wasserleitung. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 351—354, 1912.
- Grunewald.** Vergleichende Untersuchungen an Wasserstrahl-Luftpumpen. ZS. d. Ver. d. Ing. **56**, 1975—1989, 2011—2021, 1912.
- S. Borowik.** Eine dreifache Quecksilber-Hochvakuumpumpe. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **44**, phys. Teil, Abt. II, 318—321, 1912. (Russisch.)
- W. R. Forbes.** A mercury seal for physico-chemical work. Chem. News **106**, 307, 1912.
- Fr. Schütte.** Ein Apparat zur Bestimmung der Schwingungszahl einer Stimmgabel für Demonstration und Schülerübungen. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 358—359, 1912.
- O. Ohmann.** Vorlesungsversuch zur Autoxydation des Eisens und zur katalytischen Wirkung des Wasserdampfes. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 361—363, 1912.
- Siegfried Wiechowski.** Darstellung von Natrium durch Elektrolyse von Ätznatron. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 367, 1912.
- Hans Kjölse.** Silberblankes Natrium und Kalium zur Demonstration. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 367—368, 1912.
- Bruno Kolbe.** Solenoid-Galvanoskope für Schülerübungen. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 337—349, 1912.
- Die Wommelsdorfsche Kondensatormaschine der Berliner Elektros-Gesellschaft m. b. H. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 398—400, 1912.
- Chas. T. Knipp.** A simple discharge tube for demonstration purposes. Science (N. S.) **36**, 837—838, 1912.
- Karl Strauß.** Eine Schülerübung über die totale Reflexion. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 365—366, 1912.
- P. Werkmeister.** Eine optische Bank zur Demonstration des Zielfernrohrs und des Ablesemikroskops. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 359—361, 1912.
- Dörge.** Schulversuche aus der Wärmelehre. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 366—367, 1912.
- P. Bräuer.** Über die Bestimmung des Ausdehnungskoeffizienten des Quecksilbers mit einem Dilatometer aus Quarzglas. ZS. f. phys. Unterr. **25**, 356—357, 1912.

- Carl Woytaček.** Ein neues Demonstrationsthermometer. ZS. f. phys. Unterr. 25, 398, 1912.
- Wilhelm Schmidt.** Ein einfacher Flammenregler. Ann. d. Phys. (4) 39, 1609—1611, 1912.
- Webster Chester.** A paraffin bath with concealed thermoelectric regulator. Science (N. S.) 36, 836—837, 1912.

3. Maß und Messen.

- Hans Happel.** Über einige Probleme aus dem Gebiet der geometrischen Wahrscheinlichkeiten. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 43—56, 1912.
- H. Bruns.** Über die Untersuchung von Längenteilungen. Ber. Sächs. Ges. d. Wiss., math.-phys. Kl., 64, 63—81, 1912.
- H. Bruns.** Bemerkungen über die Untersuchung von Kreisteilungen. Ber. Sächs. Ges. d. Wiss., math.-phys. Kl., 64, 82—107, 1912.
- J. W. Gordon.** The Vernier Arc: A New Form of Micrometer. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 330—331.
- A. Henry.** Micromanomètre. C. R. 155, 1078—1080, 1912.
- Fr. A. Willers.** Ein Rechenstab für Ballonführer. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 84—92, 1912.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- A. Jamieson.** Elementary manual on applied mechanics. New ed. 452 S. London, Griffin, 1912. (Preis 3 sh. 6 d.) *
- A. Bilimowitsch.** Die Gleichungen der Bewegung eines starren Körpers um einen festen Punkt. Kiew. Universitätsnachr. 9, 51 S., 1912. (Russisch.)
- Fr. Graefe.** Einfache Konstruktion der Trägheitsmomente ebener Flächen (aus drei bekannten Trägheitsmomenten ohne Hilfe von Trägheitskreisen und Trägheitsellipsen). ZS. f. Math. u. Phys. 61, 202, 1912.
- Bertram Hopkinson.** Die Druckkräfte beim Stoß. Nature 88, 531—536, 1912. [Naturw. Rundsch. 27, 661—663, 1912.]
- C. Neumann.** Zur Theorie des logarithmischen Potentials, Aufsatz IX. (Über die Fourierschen Reihen.) Ber. Sächs. Ges. d. Wiss., math.-phys. Kl., 64, Nr. IV, 115—119, 1912.
- Jun Ischiwara.** Zur Theorie der Gravitation. Phys. ZS. 13, 1189—1193, 1912.
- Aloys Müller.** Über eine Verallgemeinerung des Begriffs der Zentrifugalkraft. 16 S., Wissensch. Beilage zum Jahresbericht des Lyzeums der Ursulinen zu Köln, Ostern 1912. ZS. f. phys. Unterr. 25, 396, 1912.
- J. Schatte.** Ein Satz über Wurfbahnen im leeren Raume. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 56—60, 1912.
- Décombe.** Dissipation et discontinuité de l'énergie. C. R. 155, 1217—1221, 1912.
- J. W. Nicholson.** On Uniform Rotation, the Principle of Relativity, and the Michelson-Morley Experiment. Phil. Mag. (6) 24, 820—827, 1912.
- Joseph Petzoldt.** Die Relativitätstheorie im erkenntnistheoretischen Zusammenhang des relativistischen Positivismus. Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1055—1064, 1912.
- E. Cunningham.** The Principle of Relativity. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 236—245.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- Mesnager.** Sur une méthode expérimentale pour déterminer à l'avance les tensions qui se produiront dans les constructions. C. R. 155, 1071—1072, 1912.
- J. Taffanel et H. Dautriche.** Sur la propagation de l'onde explosive dans les solides. C. R. 155, 1221—1224, 1912.
- Peter Field.** On Coulomb's Laws of Friction. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 68—74, 1912.
- A. Guillet.** Propriétés cinématiques fondamentales des Vibrations. 405 S. Paris 1913. (Preis 12 M.)
- Huldreich Keller.** Berechnung gewölbter Platten. ZS. d. Ver. d. Ing. 56, 1988—1993, 2025—2028, 1912.
- Michele Gebbia.** Studio sulla spinta delle terre. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 102—201, 1912.
- Paul Fillunger.** Ein Beitrag zur Theorie der Festigkeit von Zugbaken. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 92—102, 1912.
- L. P. Sieg.** Notes on the elastic peculiarities of platinum-iridium wires. Phys. Rev. 85, 347—358, 1912.
- Bertram Hopkinson and G. Trevor Williams.** The Elastic Hysteresis of Steel. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 502—511, 1912.
- W. Peddie.** The deviation of the law of torsional oscillation of metals from isochronism. Roy. Soc. Edinburgh, Nov. 18, 1912. [Nature 90, 428, 1912.]
- J. Williams.** A Determination of Poisson's Ratio. Phil. Mag. (6) 24, 886—891, 1912.
- E. G. Coker.** A Column Testing Machine. Phys. Soc. London, Nov. 22, 1912. [Chem. News 106, 289, 1912. [Nature 90, 453, 1912.]
- A. Mallock.** Some Unclassified Mechanical Properties of Solids and Liquids. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 466—478, 1912.
- C. E. Larard.** The Law of Plastic Flow of a Ductile Material and the Phenomena of Elastic and Plastic Strains. Phys. Soc. London, Nov. 22, 1912. [Chem. News 106, 289—290, 1912. [Nature 90, 453, 1912.]
- C. E. Larard.** Kinematograph Illustrations of the Twisting and Breaking of Large Wrought-iron and Steel Specimens. Phys. Soc. London, Nov. 22, 1912. [Chem. News 106, 290, 1912. [Nature 90, 453, 1912.]
- Richard Lachmann.** Beiträge zur Plastizitätsfrage. Zentralbl. f. Min. 1912, 745—757.
- Rudolf Schöttler.** Biegungsversuche mit gußeisernen Röhren. Mitt. über Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw. 127, 128, 101 S., 1912.
- K. Friedrich.** Die kubische Kompressibilität von Kadmium und ihre Abhängigkeit von der Temperatur. 44 S. Marburg 1911.

6. Hydromechanik.

- Umberto Cisotti.** Sopra il regime permanente nei canali a rapido corso. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 76—84, 1912.
- A. H. Gibson.** The loss of energy at oblique impact of two confined streams of water. Roy. Edinburgh Soc., Dez. 2, 1912. [Nature 90, 454, 1912.]
- G. M. Minchin.** A Treatise on hydrostatics. 2. ed. 2 Vol. London, (Clarendon Press) Frowde, 1912. (Preis 4 sh. 6 d. u. 6 sh.)
- Wm. C. McC. Lewis.** The Compressibility of Mercury. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 357—358.

7. Kapillarität.

- R. D. Kleeman.** The Effect of the Transition Layer of a Liquid on its Surface Tension. *Phil. Mag.* (6) **24**, 876—885, 1912.
- Allan Ferguson.** On the Shape of the Capillary Surface formed by the External Contact of a Liquid with a Cylinder of large Radius. *Phil. Mag.* (6) **24**, 837—844, 1912.
- Friedrich Schmidt.** Die Veränderung der Oberflächenspannung des Quecksilbers durch Metallzusatz. *Ann. d. Phys.* (4) **89**, 1108—1132, 1912.
- Juliana Skala.** Über die Änderung der Kapillaritätskonstante verschiedenprozentigen Glycerins mit der Temperatur. *S.-A. Wien. Ber.* **121** [2a], 1213—1223, 1912.
- Henri Devaux.** Sur un procédé de fixation des figures d'évolution de l'huile sur l'eau et sur le mercure. *Journ. d. phys.* (5) **2**, 891—898, 1912.
- Rayleigh.** Breath Figures. *Nature* **90**, 436—438, 1912.
- G. Quincke.** Die Schaumstruktur der Metalle. *S.-A. Intern. ZS. f. Metallogr.* **8**, 23—101, 1912.

8. Aeromechanik.

- John J. Dowling.** Steady and turbulent motion in gases. *Proc. Dublin Soc. (N. S.)* **18**, 375—398, 1912.
- Karl Przibram.** Eine direkte Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung in den Luftschichten, die einen in seiner Längsrichtung bewegten Draht umgeben. *Wien. Anz.* 1912, 457—458.
- L. Thouveny.** Sur le Vol à voile. *C. R.* **155**, 1068—1071, 1912.
- Julien Pacotte.** L'aéroplane dans un vent périodique. *C. R.* **155**, 675—696.

II. Akustik.**1. Physikalische Akustik.**

(Vgl. auch I, 5.)

- M. H. Barton.** Smoke Trace of Compound Vibrations of Tuning-fork. *Nature* **90**, 436, 1912.
- C. W. Hewlett.** Analysis of complex sound waves. *Phys. Rev.* **85**, 359—372, 1912.
- Arthur L. Foley and Wilmer H. Souder.** A new method of photographing sound waves. *Phys. Rev.* **85**, 373—386, 1912.
- F. R. Watson.** The Effects of Air Currents on Sound. *Rep. Brit. Ass. Portsmouth* 1911, 830.

2. Physiologische Akustik.**III. Physikalische Chemie.****1. Allgemeines.**

- Clarke, Thorpe. Ostwald, Urbain.** Jahresbericht der internationalen Atomgewichtskommission für 1913. *ZS. f. phys. Chem.* **81**, 477—480, 1912.
- J. W. Nicholson.** On the Atomic Structure of the Elements, with Theoretical Determinations of their Atomic Weights. *Rep. Brit. Ass. Portsmouth* 1911, 320—321.
- G. Reboul.** Influence de la forme géométrique des corps solides sur les actions chimiques qu'ils subissent à basse pression. *C. R.* **155**, 1227—1229, 1912.

- A. Boutarik.** Le coefficient critique et le poids moléculaire des corps au point critique. *C. R.* **155**, 1080—1082, 1912.
- F. Richarz.** Über die Stellung meiner eigenen Überlegungen, das Gesetz von Dulong und Petit betreffend, zu denen von Einstein. *Ann. d. Phys.* (4) **39**, 1417—1624, 1912.
- Jean Timmermans.** Recherches expérimentales sur la densité des liquides en dessous de 0°. *Proc. Dublin Soc. (N.S.)* **18**, 310—374, 1912.
- W. M. Hicks.** The Dependence of the Spectrum of an Element on its Atomic Weight. *Rep. Brit. Ass. Portsmouth* 1911, 342.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

- H. Davies.** On the Laws of Solutions. *Rep. Brit. Ass. Portsmouth* 1911, 345—347.
- Fritz Hoffmann.** Atomprocente und Gewichtsprocente sowie die Methoden zu ihrer gegenseitigen Umwandlung. Ein metallographischer Beitrag zur graphischen Technik der physikalischen Chemie. 20 S. u. 5 Tafeln. Halle a. S., Verlag von Wilhelm Knapp, 1912. (Preis 1,80 M.) *
- Carl Hacker.** Über die Änderung der Dampfspannung von wässrigen Schwefelsäurelösungen mit der Temperatur. *Ann. d. Phys.* (4) **39**, 1338—1349, 1912.
- F. Dolezalek und A. Schulze.** Über gegenseitige Assoziation von Äther und Chloroform im Gaszustand. *Verh. d. D. Phys. Ges.* **14**, 1091—1096, 1912.
- E. Biron.** Théorie der Kompression bei der Mischung normaler Flüssigkeiten. *Journ. d. rus.-phys.-chem. Ges.* **44**, chem. T., 1264—1312, 1912. (Russisch.)
- F. Schwers.** Le sulfure de carbone comme solvant dans la recherche de la constante de réfraction. *Bull. de Belg.* 1912, 525—543.
- C. van Rossem.** Die Ableitung des Verdünnungsgesetzes. *Chemisch Weekblad* **9**, 848—854, 1912. [*Chem. Zentralbl.* 1912, **2**, 1960.]
- Ch. Boulanger et G. Urbain.** Théorie de l'efflorescence des hydrates salins. *C. R.* **155**, 1246—1249, 1912.
- Wilder D. Bancroft.** The theory of emulsification. IV. *Journ. phys. chem.* **16**, 739—758, 1912.
- F. T. Trouton.** On Peculiarities in the Adsorption of Salts by Silica. *Rep. Brit. Ass. Portsmouth* 1911, 328—329.
- F. E. C. Scheffer.** Über maximale und minimale Gleichgewichtsdrucke in binären Gemischen. *ZS. f. phys. Chem.* **81**, 431—440, 1912.
- Eugène-L. Dupuy et A. Portevin.** Sur les propriétés thermo-électriques du système fer—nickel—carbone. *C. R.* **155**, 1082—1085, 1912.
- H. S. van Klooster.** Über das System Zinn und Jod. *ZS. f. anorg. Chem.* **79**, 223—229, 1912.
- W. Reinders und S. de Lange.** Das System Zinn—Jod. *ZS. f. anorg. Chem.* **79**, 230—239, 1912.
- Ledoux.** Conductibilité électrique des alliages Cu—Sn (rectification). *C. R.* **155**, 1249, 1912.
- G. Bruni und C. Sandonnini.** Über die ternären Legierungen von Magnesium, Zink und Cadmium. II. Mitteilung. *ZS. f. anorg. Chem.* **78**, 273—297, 1912.
- H. C. H. Carpenter und C. A. Edwards.** Liquiduskurven und Konstitutionsdiagramm des ternären Systems Aluminium—Kupfer—Zink (kupferreiche Legierungen). *Intern. ZS. f. Metallogr.* **2**, 209—242, 1912. [*Chem. Zentralbl.* 1912, **2**, 1898.]
- Karl Pomplun.** Über die Adsorption in Lösungen. 48 S. Diss. Halle 1912.
- Carl Barus.** The Diffusion of Gases through Water. *Rep. Brit. Ass. Portsmouth* 1911, 357.
- S. E. Hill.** The Absorption of Gas in Vacuum Tubes. *Proc. Phys. Soc. London* **25**, 35—43, 1912.

- Carl Müller.** Die Absorption von Sauerstoff, Stickstoff und Wasserstoff in wässrigen Lösungen von Nichtelektrolyten. ZS. f. phys. Chem. 81, 483—503, 1912.
- Otto Stern.** Bemerkungen zu Herrn Dolezaleks Theorie der Gaslöslichkeit. ZS. f. phys. Chem. 81, 474—476, 1912.
- Otto Stern.** Zur kinetischen Theorie des osmotischen Drucks konzentrierter Lösungen und über die Gültigkeit des Henryschen Gesetzes für konzentrierte Lösungen von Kohlendioxyd in organischen Lösungsmitteln bei tiefen Temperaturen. ZS. f. phys. Chem. 81, 441—474, 1912.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- E. Grimsehl.** Vorgänge bei der Elektrolyse. Phys. ZS. 13, 1199—1202, 1912.
- S. F. Howard and Harry C. Jones.** The conductivity, temperature coefficients of conductivity and dissociation of certain electrolytes in aqueous solution at 35°, 50° and 65°. Amer. Chem. Journ. 48, 500—536, 1912.
- J. A. Muller.** Sur les conductibilités électriques relatives et l'ionisation des solutions aqueuses d'acide chlorhydrique. Bull. soc. chim. (4) 11, 1001—1006, 1912.
- James Kendall.** The Problem of Strong Electrolytes. Chem. Soc. London, Nov. 7, 1912. [Chem. News 106, 302—303, 1912.]

4. Photochemie.

- Paul C. Freer and H. D. Gibbs.** Sunlight. Journ. phys. chem. 16, 709—738, 1912.
- Charles W. Bennett.** Photochemical reduction of copper sulphate. Journ. phys. chem. 16, 782—785, 1912.
- Henri Bierry, Victor Henri et Albert Ranc.** Inversion du saccharose par les rayons ultraviolets. C. R. 155, 1151—1153, 1912.
- Daniel Berthelot et Henry Gauduchon.** Photolyse des diverses catégories de sucres par la lumière ultraviolette. C. R. 155, 1153—1156, 1912.

5. Thermochemie.

- W. Nernst.** Untersuchungen über die spezifische Wärme. VII. Zur Berechnung chemischer Affinitäten. Berl. Ber. 1912, 1172—1176.
- R. E. Slade and F. D. Farrow.** An Investigation of the Dissociation Pressures and Melting Points of the System Copper—Cuprous Oxide. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 524—534, 1912.
- Jean Meunier.** Sur de nouvelles formes de combustion gazeuse tourbillonnaire, et sur leur analogie d'apparence avec certains phénomènes astronomiques. C. R. 155, 1243—1246, 1912.
- M. Briner.** Sur la limite de formation des composés dits endothermiques aux températures très élevées. C. R. 155, 1149—1151, 1912.
- Fréd. Swarts.** Sur la chaleur de formation de quelques composés organiques fluorés (4^e communication). Bull. de Belg. 1912, 481—523.
- Nicolas de Kolossovsky.** Recherches thermochimiques sur la dissolution. Bull. de Belg. 1912, 591—609.
- M. Jouniaux.** Sur quelques constantes thermiques du camphre. Bull. soc. chim. (4) 11, 993—1001, 1912.
- B. Schwetsov.** Über den Einfluß der Temperatur auf die Geschwindigkeit chemischer Reaktionen. I. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 470—474, 1912. (Russisch.)

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

- A. Mallock.** Some Unclassified Mechanical Properties of Solids and Liquids. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 466—478, 1912.
- Kôtarô Honda und Hiromu Takagi.** Über die Umwandlungen des Eisens und Stahles bei höheren Temperaturen. Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. (2) 6, 294—306, 1912.
- E. T. Allen und J. L. Crenshaw.** Die Sulfide von Zink, Cadmium und Quecksilber. Ihre Kristallformen und genetischen Beziehungen. Mikroskopische Untersuchung von H. E. Merwin. ZS. f. anorg. Chem. 79, 125—189, 1912.
- C. Hlawatsch.** Bemerkungen zur Definition des Isomorphismus. ZS. f. Krist. 51, 417—491, 1912.
- W. Vernadsky.** Über die gediegenen chemischen Elemente in der Erdkruste. Zentralbl. f. Min. 1912, 758—765.
- A. Joisten.** Einfluß der thermischen Behandlung auf die Korngröße und die Festigkeitseigenschaften des Eisens. 26 S. Aachen 1911.
- M. Hanriot et F. Raoult.** Sur les réactions chimiques de l'or β et sur l'or cristallisé. C. R. 155, 1085—1088, 1912.
- K. Endell und R. Riecke.** Über die Umwandlungen des Kieselsäureanhydrids bei höheren Temperaturen. ZS. f. anorg. Chem. 79, 239—259, 1912.
- K. Bleicher.** Über die Kristallformen der äthan- und bromäthansulfonsauren Salze. ZS. f. Krist. 51, 502—520, 1912.

IV. Elektrizität und Magnetismus.**1. Allgemeines.**

- A. Leduc.** Application du principe de Lenz aux phénomènes qui accompagnent la charge des condensateurs et aux phénomènes de magnétostriction. Ann. chim. phys. (8) 27, 392—412, 1912.
- Otto Wiener.** Die Theorie des Mischkörpers für das Feld der stationären Strömung. Erste Abhandlung: Die Mittelwertsätze für Kraft, Polarisation und Energie. Abh. Sächs. Ges. d. Wiss., math.-phys. Kl., 82, Nr. VI, IV S. u. S. 507—604, 1912.
- S. Pokrowski.** Die Ladung des Elektrons. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., Abt. II, 340—363, 1912. (Russisch.)
- A. Rotth.** Grundlagen der Elektrotechnik. 126 S. Leipzig 1912. (Preis geb. 1,25 M.)

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

- Alexander Russell.** Note on the Electric Capacity Coefficients of Spheres. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 485—487, 1912.
- Miss Shirley Hyatt.** On electrostatic screening by thin silver films. Phys. Rev. 35, 337—346, 1912.
- H. Bouty.** Essai d'évaluation de la cohésion diélectrique d'un gaz rare, avec de petites quantités de matière. C. R. 155, 1207—1208, 1912.

4. Maße und Meßinstrumente.

- W. H. F. Murdoch.** A Friction Permeameter. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 323.
- Tournier.** Méthode de mesure des très grandes résistances. C. R. 155, 1242—1243, 1912.
- N. E. Dorsey.** The Absolute Measurement of Current at the Bureau of Standards. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 327—328.
- J. P. Dalton.** The energetics of the induction balance. Roy. Soc. Edinburgh, Nov. 18, 1912. [Nature 90, 428, 1912.]
- W. Hüter.** Kapazitätsmessungen an Spulen. Ann. d. Phys. (4) 89, 1350—1380, 1912.
- Alberto Dina.** Sull' uso del wattmetro dinamometrico a frequenza elevata. Atti Ass. elettrot. ital. 16, 945—959, 1912.

5. Apparate.

- H. Wommelsdorf.** Verbesserungen an Kondensatormaschinen. Ann. d. Phys. (4) 89, 1201—1206, 1912.
- R. E. Slade.** An Electric Furnace for Experiments in vacuo at Temperatures up to 1500° C. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 519—524, 1912.
- R. Swyngedauw.** Sur le rôle des ampères-tours longitudinaux au moment de la commutation dans les machines dynamo-électriques à courant continu. C. R. 155, 1229—1231, 1912.
- A. Guillet.** Formules relatives à l'éclateur à boules égales. Ann. chim. phys. (8) 27, 423—424, 1912.
- G. Rümelin.** Einrichtung zur Herstellung von Spiegeln durch Kathodenzerstäubung. Phys. ZS. 13, 1222—1223, 1912.
- F. Kock.** Aufnahme von Resonanzkurven unter Anwendung eines Kurvenzeichners. 33 S. Berlin 1912.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

- H. Redmayne Nettleton.** On a Method of Measuring the Thomson Effect. Proc. Phys. Soc. London 25, 44—65, 1912.
- Eugène L. Dupuy et A. Portevin.** Sur les propriétés thermo-électriques du système fer—nickel—carbone. C. R. 155, 1082—1084, 1912.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

- A. A. Somerville.** Variation of Electrical Resistance with Temperature. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, Oct. 12, 1912. [Phys. Rev. 35, 401, 1912.]
- T. Bjalošreški.** Die Ionisation von flüssigen und festen Dielektrika (Schluß). Kiew. Universitätsnachr. 9, 35—126, 1912 (Russisch.)
- Ledoux.** Conductibilité électrique des alliages Cu—Sn (rectification). C. R. 155, 1249, 1912.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

- J. Harbich.** Glimmverluste paralleler Leiter. 26 S. Darmstadt 1911.
- L. Weissmann.** Über die Abgabe von elektrisch geladenen Teilchen durch einen glühenden Platindraht während der Analyse von Knallgas. 26 S. Karlsruhe 1912.

- Albin Rönholm.** Om strömtätheten och värmeutvecklingen på kathoden i förtunnade gaser vid elektriska urladdningar. 84 S. Akad. Afhandl. Uppsala 1911.
- R. A. Millikan.** The oil-drop method of studying electrical phenomena in gases. Abstract of a Paper read before the American Electrochemical Society. Electrician 70, 383—385, 1912.
- F. Burger und J. Koenigsberger.** Das elektrische Verhalten einiger Dämpfe mit Bandenspektrum. Phys. ZS. 13, 1198—1199, 1912.
- V. Altberg.** Monomolekulare Ionen in Gasen und eine neue Methode zur Bestimmung der Größe von Molekülen. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 431—458, 1912. (Russisch.)
- M. Lewitskaja.** Theorie der Ionisierung eines Gases durch Zusammenstöße. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., Abt. II, 303—317, 333—340, 1912. (Russisch.)
- W. Steubing.** Über den Einfluß verschiedener Gase, variierter Strom- und Gasdruckbedingungen auf das Auftreten des ersten ultravioletten Sauerstoffbandenspektrums. Ann. d. Phys. (4) 39, 1408—1430, 1912.
- H. Bouty.** Essai d'évaluation de la cohésion diélectrique d'un gaz rare, avec de petites quantités de matière. C. R. 155, 1207—1208, 1912.
- Gouy.** Sur l'action simultanée de la pesanteur et du champ magnétique uniforme sur un gaz ionisé. C. R. 155, 1060, 1912.
- Harold A. Wilson.** The diffusion of alkali salt vapours in flames. Phil. Mag. (6) 24, 902, 1912.
- Lavoro Amaduzzi.** Die Righischen leuchtenden Massen bei einer mit Wechselfeldspannung erzeugten Entladung. Phys. ZS. 13, 1202—1206, 1912.
- A. Righi.** Une expérience nouvelle sur les rotations ionomagnétiques. C. R. 155, 1214—1216, 1912.
- Léon et Eugène Bloch.** Sur l'ionisation de l'air par l'arc au mercure sous quartz. C. R. 155, 1076—1078, 1912.
- C. G. Darwin.** A propos de la Communication de M. Gouy: Sur la théorie des gaz ionisés et le principe de Carnot. C. R. 155, 1145—1146, 1912.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

- W. H. Bragg.** Corpuscular Radiation. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 340—341.
- L. Houllevigue.** Sur la réflexion des rayons cathodiques lents. C. R. 155, 1146—1149, 1912.
- Bruno Saxén.** Energiemessungen an Kanalstrahlen. 89 S. Akad. Abh. Helsingfors 1911.
- J. Stark.** Zur Diskussion über die Intensitätsverteilung im Kanalstrahlenspektrum. Ann. d. Phys. (4) 39, 1185—1200, 1912.
- Heinrich Wilsar.** Beobachtungen am Dopplereffekt der Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) 39, 1251—1313, 1912.
- W. L. Bragg.** The Specular Reflection of X-rays. Nature 90, 410, 1912.
- C. G. Barkla and G. H. Martyn.** Reflection of Röntgen Radiation. Nature 90, 435, 1912.
- R. T. Beatty.** The Direct Production of Characteristic Röntgen Radiations by Cathode Particles. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 511—518, 1912.
- Alexander Trapesnikow.** Über die Wirkung der Röntgenstrahlen auf flüssige Dielektrika. Vierteljahrsschr. Naturf. Ges. Zürich 57, 227—281, 1912.
- M. Fellingner.** Untersuchungen über radioaktive Substanzen. 98 S. Heidelberg 1912.
- Otto Demmler.** Über Radium F. 36 S. Diss. Halle 1912.

- D. Isitani and K. Manabe.** Radioactivity of the Hot Springs of Jizaka, Iwasiro. Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. (2) 6, 291—293, 1912.
- Heinrich Mache und Stefan Meyer.** Maße und Meßmethoden. S.-A. Handb. d. Radium-Biol. u. Therapie. Wiesbaden, Verlag von J. E. Bergmann, 1913, 59—74.
- H. Mache und St. Meyer.** Notiz über die Maßeinheiten der Radiumemanation. S.-A. Radium in Biologie u. Heilkunde 1, 350—353, 1912.
- H. G. J. Moseley.** Radium as a means of obtaining high potentials. Manchester Soc., Nov. 12, 1912. [Nature 90, 481, 1912.]
- E. Rutherford.** On the Energy of the Groups of β rays from Radium. Phil. Mag. (6) 24, 893—894, 1912.
- J. A. Gray.** A Note on the Absorption of β -Rays. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 487—489, 1912.
- A. S. Russell.** Penetrating Power of the γ -Rays from Radium C. Roy. Soc. London, Dec. 5, 1912. [Chem. News 106, 311, 1912. [Nature 90, 480, 1912.]
- J. Chadwick and A. S. Russell.** Excitation of γ -Rays by α -Rays. Nature 90, 463, 1912.
- Frederick Soddy.** On Secondary γ -rays excited by the β -rays of Radium. Phil. Mag. (6) 24, 892, 1912.
- J. A. Gray.** The Similarity in Nature of X- and Primary γ -Rays. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 489—501, 1912.
- A. S. Russell and R. Rossi.** An Investigation of the Spectrum of Ionium. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 478—484, 1912.
- K. W. Fritz Kohlrausch.** Über die in der Atmosphäre suspendierten festen radioaktiven Zerfallsprodukte. Phys. ZS. 13, 1193—1198, 1912.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- R. Gans und P. Hertz.** Die Theorie des Ewingschen Modells eines ferromagnetischen Körpers. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 13—42, 1912.
- Pierre Weiss et Auguste Piccard.** Sur l'aimantation de l'eau et de l'oxygène. C. R. 155, 1234—1237, 1912.
- S. W. J. Smith.** The Thermomagnetic Study of Steel. Proc. Phys. Soc. London 25, 77—81, 1912.
- S. R. Williams.** Analogue of the Von Waltenhofen Phenomenon in the Joule and Wiedemann Magnetostrictive Effects in Nickel and Steel Rods. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, Oct. 12, 1912. [Phys. Rev. 35, 399—400, 1912.]

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- H. Nagaoka.** Note on the Mutual Inductance of Two Coaxial Circular Currents. Proc. Phys. Soc. London 25, 31—34, 1912.
- S. J. Barnett.** On electromagnetic induction and relative motion. Phys. Rev. 35, 323—336, 1912.
- R. R. Ramsey.** The Oscillatory Discharge of a Leyden Jar. Abstract of a paper presented at the Chicago meeting of the Physical Society, December 2, 1911. [Phys. Rev. 35, 405—406, 1912.]
- W. Esmarch.** Experimentelle Untersuchung der magnetischen Schirmwirkung multilamellarer Zylinderpanzer. Ann. d. Phys. (4) 39, 1540—1552, 1912.
- W. Esmarch.** Theorie der magnetischen Schirmwirkung multilamellarer Zylinder- und Kugelpanzer. Ann. d. Phys. (4) 39, 1553—1566, 1912.
- J. E. Hoyt.** Oscillographic study of the singing arc. Phys. Rev. 35, 387—396, 1912.
- C. W. Heaps.** The Effect of Magnetic Fields on Resistance. II. Phil. Mag. (6) 24, 813—819, 1912.

- Franz Koláček.** Theoretischer Beitrag zu den Meßmethoden des Halleffektes. Ann. d. Phys. (4) **39**, 1491—1539, 1912.
- W. Hüter.** Kapazitätmessungen an Spulen. Ann. d. Phys. (4) **39**, 1350—1380, 1912.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- J. Herrmann.** Die Demonstration gedämpfter Schwingungen mit dem Oszillographen. Elektrot. ZS. **33**, 1296—1297, 1912.
- W. H. Eccles.** The Bending of Long Electric Waves Round the Globe. Nature **90**, 410, 1912.
- E. Rothé.** Sur la réception d'antennes au ras du sol. C. R. **155**, 1075—1076, 1912.
- Robert Anderson.** Radiotelegraphic achievements by the Poulsen system. Science (N. S.) **36**, 743—745, 1912.
- D. Roshansky.** Einfluß des Funkens auf die Schwingungen induktiv gekoppelter Vibratoren. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **44**, phys. T., 359—376, 1912. (Russisch.)
- W. Romanow.** Untersuchungen über die selektive Absorption elektromagnetischer Wellen. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **44**, phys. T., 377—389, 1912. (Russisch.)
- Gustav Eichhorn.** Neuere Fortschritte in der Radiotelegraphie. Fortschr. d. naturw. Forsch. (herausgeg. v. Emil Abderhalden, Verlag von Urban u. Schwarzenberg) **7**, 191—209, 1913.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

- A. Cotton.** Sur les propriétés optiques d'un liquide soumis à l'action simultanée de deux champs électrique et magnétique, et sur la symétrie moléculaire. C. R. **155**, 1232—1234, 1912.
- F. Schwvers.** Recherches expérimentales sur la rotation magnétique des mélanges binaires. Bull. de Belg. 1912, 719—752.
- R. Fortrat.** Nouvelle mesure de la décomposition magnétique des raies de la deuxième série secondaire du zinc, et vérification quantitative de la loi de Preston. C. R. **155**, 1237—1239, 1912.
- Harald Lunelund.** Über die Struktur einiger Spektrallinien und ihren Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern. 90 S. Diss. Helsingfors 1910.
- O. Grotrian.** Die Wirkung von Strahlen auf das Telephon. Ann. d. Phys. (4) **39**, 1625—1632, 1912.
- W. Obolensky.** Lichtelektrische Wirkung des äußersten Ultraviolett auf Wasser, wässrige Lösungen und Eis mit Rücksicht auf die meteorologischen Erscheinungen. Meteorol. ZS. **29**, 497—501, 1912.
- Egon Alberti.** Neubestimmung der spezifischen Ladung lichtelektrisch ausgelöster Elektronen. Ann. d. Phys. (4) **39**, 1133—1164, 1912.
- A. W. Hull.** The Reflection of Electrons. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, Oct. 12, 1912. [Phys. Rev. **35**, 400, 1912.]
- R. S. Willows.** The Photo-electric Effect of some Compounds. Phil. Mag. (6) **24**, 891—892, 1912.
- Erich Marx.** Bemerkung zu der Arbeit der Herren Pohl und Pringsheim: Zur Frage hoher Geschwindigkeiten lichtelektrischer Elektronen. Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 1088—1089, 1912.
- J. Franck, R. Pohl und P. Pringsheim.** Erwiderung an Herrn Marx. Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 1124—1125, 1912.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

- W. Voigt.** Über Emission und Absorption schichtenweise stetig inhomogener Körper. *Ann. d. Phys.* (4) **39**, 1381—1407, 1912.
- Antonio Garbasso.** Über die Lichtfortpflanzung in geschichteten Medien. *Ann. d. Phys.* (4) **39**, 1073—1107, 1912.
- Lémeray.** Sur un théorème de M. Einstein. *C. R.* **155**, 1224—1227, 1572, 1912.
- O. W. Richardson.** The Asymmetric Emission of Secondary Rays. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, Oct. 12, 1912. [*Phys. Rev.* **35**, 403—405, 1912.]
- Karl F. Herzfeld.** Beiträge zur statistischen Theorie der Strahlung. S.-A. *Wien. Ber.* **121** [2a], 1449—1468, 1912.
- H. B. Keene.** Determination of the Radiation Constant. *Roy. Soc. London*, Dec. 5, 1912. [*Chem. News* **106**, 312, 1912. [*Nature* **90**, 480, 1912.]
- D. Goldhammer.** Über die Hypothese der Lichtquanten. *Journ. d. russ. phys.-chem. Ges.* **44**, phys. T., 390—394, 1912. (Russisch.)
- J. W. Nicholson.** On Uniform Rotation, the Principle of Relativity, and the Michelson-Morley Experiment. *Phil. Mag.* (6) **24**, 820—827, 1912.
- Otto Wiener.** Die Theorie des Mischkörpers für das Feld der stationären Strömung. Erste Abhandlung. Die Mittelwertsätze für Kraft, Polarisation und Energie. *Abh. Sächs. Ges. d. Wiss., math.-phys. Kl.*, **32**, Nr. VI, IV S. u. S. 507—604, 1912.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

- H. Siedentopf.** Über bispärische Spiegelkondensoren für Ultramikroskopie. *Ann. d. Phys.* (4) **39**, 1175—1184, 1912.
- C. V. Burton.** The Self-testing of Dispersion Apparatus. *Nature* **90**, 435—436, 1912.
- Maurice Hamy.** Sur un spectroscope à collimateur et à lunette fixes. *Journ. de phys.* (5) **2**, 875—877, 1912.
- F. W. Jordan.** An Improved Joule Radiometer and its Applications. *Proc. Phys. Soc. London* **25**, 66—73, 1912.
- K. Jakowlew.** Astatisches Vakuumradiomikrometer. *Journ. d. russ. phys.-chem. Ges.* **44**, phys. T., 459—469, 1912. (Russisch.)
- M. P. Worley.** Studies of the Processes Operative in Solutions. XXII. The Hydrolysis of Cane Sugar by Sulphuric Acid; also a Note on Improvements in Polarimetric Apparatus. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **87**, 563—581, 1912.
- W. Marten.** Vergleichsmessungen mit Pyrheliometern. *Phys. ZS.* **13**, 1212—1216, 1912.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

- Antonio Garbasso.** Über die Lichtfortpflanzung in geschichteten Medien. *Ann. d. Phys.* (4) **39**, 1073—1107, 1912.
- Constantin Zakrzewski.** Über die Berechnung der optischen Konstanten der Metalle aus Messungen der Phasenunterschiede. *Phys. ZS.* **13**, 1186—1189, 1912.
- Constantin Zakrzewski.** Über die Dispersion einiger Metalle im sichtbaren Spektrum. Dritte Mitteilung. *Krak. Anz. (A)* 1912, 842—849.
- D. Roshdestwensky.** Anomale Dispersion im Natriumdampf. *Journ. d. russ. phys.-chem. Ges.* **44**, phys. T., 395—430, 1912. (Russisch.)

- Otto Karge.** Untersuchungen über die Brechungskoeffizienten einiger organischer Verbindungen in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur. 36 S. Diss. Halle 1912.
- F. Schwerts.** Dérivés halogènes et constante de réfraction. Bull. de Belg. 1912, 610—655.
- F. Schwerts.** Le sulfure de carbone comme solvant dans la recherche de la constante de réfraction. Bull. de Belg. 1912, 525—543.
- P. V. Bevan.** Absorption Spectra and Refractive Power of Metallic Vapours. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 360—361.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

- Franz Koláček.** Zur Theorie der Lummerschen Interferenzplatte. Ann. d. Phys. (4) 39, 1431—1490, 1912.
- H. v. d. Pahlen.** Über die Interferenzerscheinungen an keilförmigen Platten. Ann. d. Phys. (4) 39, 1567—1589, 1912.
- A. Wetthauer.** Über die Breite und den Ort der Interferenzstreifen bei keilförmigen Blättchen. 64 S. Marburg 1911.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationssebene.

- M. Berek.** Die Dispersion der Polarisationsrichtungen auf (111) im Gips. Zentralbl. f. Min. 1912, 739—745.
- Constantin Zakrzewski.** Über die Berechnung der optischen Konstanten der Metalle aus Messungen der Phasenunterschiede. Phys. ZS. 13, 1186—1189, 1912.
- Constantin Zakrzewski.** Über die Dispersion einiger Metalle im sichtbaren Spektrum. Dritte Mitteilung. Krak. Anz. (A) 1912, 842—849.
- Carl Barus.** The Indices of Doubly-refracting Crystals, Determined by Displacement Interferometry. Phil. Mag. (6) 24, 827—837, 1912.
- Emil Terlanday.** Das Nachahmen der Doppelbrechung durch Glaslamellen. Ann. d. Phys. (4) 39, 1207—1229, 1912.
- J. Beckenkamp.** Neue Beobachtungen über die optischen Anomalien der Alaune. ZS. f. Krist. 51, 492—501, 1912.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

- H. B. Keene.** Determination of the Radiation Constant. Roy. Soc. London, Dec. 5, 1912. [Chem. News 106, 312, 1912. [Nature 90, 480, 1912.
- H. Nagaoka and T. Takamine.** The Constitution of Mercury Lines examined by an Echelon Grating and a Lummer-Gehrcke Plate. Proc. Phys. Soc. London 25, 1—30, 1912.
- W. Steubing.** Über den Einfluß verschiedener Gase, variierter Strom- und Gasdruckbedingungen auf das Auftreten des ersten ultravioletten Sauerstoffbandenspektrums. Ann. d. Phys. (4) 39, 1408—1430, 1912.
- J. Stark.** Bemerkung zu einer Abhandlung des Herrn Paschen über die Seriensysteme in den Spektren von Zink, Cadmium und Quecksilber. Ann. d. Phys. (4) 39, 1612—1616, 1912.
- A. Fowler.** New hydrogen spectra. Roy. Astron. Soc., Dec. 13, 1912. [Nature 90, 466—467, 1912.
- L. Grebe und O. Holtz.** Ursprung und Struktur der ultravioletten Wasserdampfbanden $\lambda = 3064$. Ann. d. Phys. (4) 39, 1243—1250, 1912.

- E. H. Hills.** On the Arc Spectra of certain Metals in the Infra-red Region (λ 7600 to λ 10000). Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 342—343.
- Harald Lunelund.** Über die Struktur einiger Spektrallinien und ihren Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern. 90 S. Diss. Helsingfors 1910.
- A. S. Russell and R. Rossi.** An Investigation of the Spectrum of Ionium. Proc. Roy. Soc. London (A) 87, 478—484, 1912.
- W. Voigt.** Über Emission und Absorption schichtenweise stetig inhomogener Körper. Ann. d. Phys. (4) 89, 1381—1407, 1912.
- W. M. Hicks.** The Dependence of the Spectrum of an Element on its Atomic Weight. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 342.
- P. V. Bevan.** Absorption Spectra and Refractive Power of Metallic Vapours. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 360—361.
- D. Roshdestwensky.** Anomale Dispersion im Natriumdampf. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 395—430, 1912. (Russisch.)
- P. V. Bevan.** Anomalous Dispersion and Solar Phenomena. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 347—348.
- J. E. Purvis.** The Ultra-Violet Absorption Spectra of the Vapours of various Organic Substances compared with the Absorption of these Substances in Solution and in Thin Films. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 359—360.
- F. Burger u. J. Koenigsberger.** Das elektrische Verhalten einiger Dämpfe mit Bandenabsorption. Phys. ZS. 13, 1198—1199, 1912.
- R. Gans.** Die Absorptionskurve kolloidaler Silberlösungen. Phys. ZS. 13, 1185—1186, 1912.
- Ch. Féry et M. Drecq.** Sur le pouvoir diffusif du noir de platine et le coefficient de la loi de Stefan. C. R. 155, 1239—1241, 1912.
- C. F. Lorenz.** Conditions for Obtaining Rapid Light Fluctuations from Incandescent Wires. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, Oct. 12, 1912. [Phys. Rev. 35, 402—403, 1912.]
- Herbert E. Ives.** Studies in the Photometry of Lights of Different Colours. — IV. The Addition of Luminosities of Different Colour. Phil. Mag. (6) 24, 845—853, 1912.
- Herbert E. Ives.** Studies in the Photometry of Lights of Different Colours. — V. The Spectral Luminosity Curve of the Average Eye. Phil. Mag. (6) 24, 853—863, 1912.
- Herbert E. Ives.** The Spectral Luminosity Curve of the Average Eye. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, Oct. 12, 1912. [Phys. Rev. 35, 401—402, 1912.]
- Ernst Lundholm.** Spektrofotometrisk undersökningar över diffusa ämnens absorption. 86 S. Akad. Avhandl. Uppsala 1912.
- Adolf Thomälen.** Zur Berechnung der mittleren Beleuchtung rechteckiger Flächen. Elektrot. ZS. 33, 1313—1315, 1912.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

- Alexander Killen Macbeth.** Baly and Krulla's Hypothesis of Fluorescence. Chem. Soc. London, Nov. 7, 1912. [Chem. News 106, 314—315, 1912.]

8. Physiologische Optik.

- A. v. Szily.** Erscheinungen am engen Streifenmuster. Ein Beitrag zur Erforschung der optischen Bewegungsempfindung. Wien. Anz. 1912, 456—457.
- Wilh. Filehne.** Wirkliche und scheinbare Helligkeit und Farbe der Wolken. (Ein Beitrag zur Lehre vom Weiß—Grau—Schwarz-Sehen.) Arch. f. Physiol. 1912, 509—526.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

- J. D. van der Waals.** Lehrbuch der Thermodynamik in ihrer Anwendung auf das Gleichgewicht von Systemen in gasförmig-flüssigen Phasen. Nach Vorlesungen bearbeitet von Ph. Kohnstamm. 2. (Schluß-) Teil. XVI u. 646 S. mit 205 Fig. Leipzig, Joh. Ambr. Barth, 1912. (Preis geb. 24 M.)
- Ewald Rasch.** Die Zustandsgleichung der festen Körper und die Theorie der spezifischen Wärme. Mitt. Kgl. Materialprüfungsamt 80, 320—348, 1912.
- W. Nernst und F. A. Lindemann.** Untersuchungen über die spezifische Wärme. VI. Berechnung von Atomwärmen. Berl. Ber. 1912, 1160—1171.
- W. Nernst.** Untersuchungen über die spezifische Wärme. VII. Zur Berechnung chemischer Affinitäten. Berl. Ber. 1912, 1172—1176.
- Karl Jellinek.** Das Nernstsche Wärmetheorem und seine Beziehung zur Quantentheorie (Fortsetzung). ZS. f. d. ges. Kälteind. 19, 225—230, 1912.
- F. Richarz.** Über die Stellung meiner eigenen Überlegungen, das Gesetz von Dulong und Petit betreffend, zu denen von Einstein. Ann. d. Phys. (4) 89, 1617—1624, 1912.
- Oskar Richter.** Über den Einfluß der festen Elektronen auf die spezifische Wärme der Metalle bzw. Legierungen. Ann. d. Phys. (4) 89, 1590—1608, 1912.
- Kurt Eisenmann.** Bemerkung zu der Arbeit des Herrn O. Sackur: „Die universelle Bedeutung des sogenannten elementaren Wirkungsquantums“. Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1090, 1912.
- O. Sackur.** Antwort auf die Bemerkung des Herrn Eisenmann. Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1090, 1912.

2. Kinetische Theorie der Materie.

- Nils Pihlblad.** Über einen neuen Beweis für die körperliche Existenz der Moleküle. (Fünfte Mitteilung.) ZS. f. phys. Chem. 81, 417—430, 1912.
- Leon Brillouin.** Diffusion de granules animés d'un mouvement brownien. Ann. chim. phys. (8) 27, 412—423, 1912.
- B. Iljin.** Über die Brownsche Bewegung. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., Abt. II, 289—302, 1912. (Russisch.)
- Karl Przibram.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXXV. Über die Brownsche Bewegung nicht kugelförmiger Teilchen. Wien. Anz. 1912, 458.
- V. Altberg.** Monomolekulare Ionen in Gasen und eine neue Methode zur Bestimmung der Größe von Molekülen. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 431—458, 1912. (Russisch.)
- Otto Stern.** Zur kinetischen Theorie des osmotischen Drucks konzentrierter Lösungen und über die Gültigkeit des Henryschen Gesetzes für konzentrierte Lösungen von Kohlendioxyd in organischen Lösungsmitteln bei hohen Temperaturen. ZS. f. phys. Chem. 81, 441—474, 1912.
- W. H. Keesom.** On the second virial coefficient for monatomic gases and for hydrogen below the Boyle-point. Onnes Comm. Leiden, Suppl. No. 26 to Nos. 121—132, 9 S., 1912.

3. Thermische Ausdehnung.

- W. Bein.** Ausdehnungsbestimmungen am Abbe-Fizeauschen Dilatometer. Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1097—1114, 1912.
- J. Würschmidt.** Untersuchungen über Volumänderungen von Amalgamen. Erste Mitteilung. Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1065—1087, 1912.

Arthur L. Day und Robert B. Sosman. Der Ausdehnungskoeffizient des Graphits. Journ. Ind. and Engin. Chem. 4, 490—492, 1912. [Chem. Zentralbl. 1912, 2, 1894.]

Jean Timmermans. Recherches expérimentales sur la densité des liquides en dessous de 0°. Proc. Dublin Soc. (N. S.) 13, 310—374, 1912.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Arthur Day et Robert Sosman. La mesure des températures élevées par le thermomètre à gaz. Journ. de phys. (5) 2, 899—911, 1912.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

S. D. Wicksell. On the Gasequation. Phil. Mag. (6) 24, 869—876, 1912.

Kurt Eisenmann. Die kanonische Zustandsgleichung fester Körper nach der Quantentheorie. Ann. d. Phys. (4) 39, 1165—1174, 1912.

A. Boutaric. Le coefficient critique et le poids moléculaire des corps au point critique. C. R. 155, 1080—1082, 1912.

W. H. Keesom. On the second virial coefficient for monatomic gases, and for hydrogen below the Boyle-point. Onnes Comm. Leiden, Suppl. No. 26 to Nos. 121—132, 9 S., 1912.

Ewald Rasch. Die Zustandsgleichung der festen Körper und die Theorie der spezifischen Wärme. Mitt. Kgl. Materialprüfungsamt 30, 320—348, 1912.

Jean Timmermans. Recherches expérimentales sur la densité des liquides en dessous de 0°. Proc. Dublin Soc. (N. S.) 13, 310—374, 1912.

Wm. C. McC. Lewis. The Compressibility of Mercury. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 357—358.

J. Würschmidt. Untersuchungen über Volumänderungen von Amalgamen. Erste Mitteilung. Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 1065—1087, 1912.

A. L. Fletcher. The melting points of minerals. Roy. Dublin Soc., Nov. 26, 1912. [Nature 90, 454, 1912.]

Willie Bieber. Untersuchungen über die Kondensation von Wasserdampf in Gegenwart von Stickstoffoxyden und Wasserstoffperoxyd. Nachweis der Bildung von H_2O_2 durch Oxydation von Wasserdampf. Die Wirkung des ultravioletten Sonnenlichtes auf die Erdatmosphäre. Ann. d. Phys. (4) 39, 1313—1337, 1912.

Walther Meissner. Zur Konstanz des Schwefelsiedepunktes. Ann. d. Phys. (4) 39, 1230—1242, 1912.

Carl Hacker. Über die Änderung der Dampfspannung von wässrigen Schwefelsäurelösungen mit der Temperatur. Ann. d. Phys. (4) 36, 1338—1349, 1912.

Max Jakob. Die spezifische Wärme und das spezifische Volumen des Wasserdampfes für Drucke bis 20 at und Temperaturen bis 550° C. ZS. d. Ver. d. Ing. 56, 1980—1988, 1912.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

W. Nernst und F. A. Lindemann. Untersuchungen über die spezifische Wärme. VI. Berechnung der Atomwärmen. Berl. Ber. 1912, 1160—1171.

W. Nernst. Untersuchungen über die spezifische Wärme. VII. Zur Berechnung chemischer Affinitäten. Berl. Ber. 1912, 1172—1176.

Ewald Rasch. Die Zustandsgleichung der festen Körper und die Theorie der spezifischen Wärme. Mitt. Kgl. Materialprüfungsamt 30, 320—348, 1912.

- Oskar Richter.** Über den Einfluß der freien Elektronen auf die spezifische Wärme der Metalle bzw. Legierungen. Ann. d. Phys. (4) **39**, 1590—1608, 1912.
- Tad. Estreicher und M. Staniewski.** Über die spezifische Wärme einiger Elemente bei niedrigen Temperaturen. Krak. Anz. (A) 1912, 834—841.
- M. v. Pirani.** Über die Messung der spezifischen Wärme fester Körper bei hohen Temperaturen. Verh. d. D. Phys. Ges. **14**, 1037—1054, 1912.
- H. C. Greenwood.** The Specific Heats at High Temperatures and the Latent Heats of Metals. Rep. Brit. Ass. Portsmouth 1911, 343.
- Max Jakob.** Die spezifische Wärme und das spezifische Volumen des Wasserdampfes für Drucke bis 20 at und Temperaturen bis 550° C. ZS. d. Ver. d. Ingenieure **56**, 1980—1988, 1912.

7. Wärmeleitung.

- C. Niven and A. E. M. Geddes.** On a Method of Finding the Conductivity for Heat. Proc. Roy. Soc. London (A) **87**, 535—539, 1912.
- Miss A. Somers.** Note on the Attainment of a Steady State when Heat Diffuses along a Moving Cylinder. Proc. Phys. Soc. London **25**, 74—76, 1912.
- Wilhelm Krey.** Über die Wärmeleitung von Äthylen und Kohlenoxyd. 38 S. Diss. Halle 1912.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

- W. Trabert.** Lehrbuch der kosmischen Physik. Pp. X u. 662. (Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1911.) Ref. E. Gold: Nature 90, 2248, 356—357, 1912.
- G. Jäger.** Zur Frage der Größe des der Beobachtung zugänglichen Weltalls. Wien. Sitzber. d. math.-nat. Kl., 121, Abt. IIa, Okt. 1912.
- Hugo Groth.** Physikalische Prinzipien der Naturlehre und Isaak Newtons Mathematische Prinzipien. Kiel, Lipsius u. Tischer, 1912. *
- The influence of spectrum analysis on cosmical problems. Nature 90, 2251, 443—444, 1912.

1 B. Planeten und Monde.

- Carl Störmer.** Remarques sur la Note de M. Kr. Birkeland, relative à l'origine des planètes et de leurs satellites. C. R. 155, 1073—1075, 1912.
- M. N. Donitch (Doniö).** Observations du passage de Mercure sur le disque du Soleil le 14 novembre 1907. Bull. Pétersbourg 1912, 1011—1030.
- V. Anestin.** Observations de la planète Venus en 1911. An. Ac. R., T. XXXIV, M. S. S., p. 365—374, 1912. [Bull. de la Section Sc. de l'Acad. Roumaine, publié par le Secrétaire de la Section St. O. Hepites 1, 1, 32—33, 1912.]
- Spiru C. Haret.** La grande tache rouge de Jupiter. An. Ac. R., T. XXXIV, M. S. S., p. 381—383, 1912. [Bull. de la Sect. Sc. de l'Acad. Roumaine, publié par le Secrétaire de la Section St. O. Hepites 1, 1, 30—32, 1912.]

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

- Walter S. Adams and Arnold Kohlschütter.** Observations of the spectrum of Nova Geminorum No. 2. Astrophys. J. 86, 4, 293—322, 1912.
- The spectroscopic binary β Scorpionis. Nature 90, 2249, 394, 1912.

1 D. Die Sonne.

- The Solar Motion relatively to the interstellar absorbing medium. Nature 90, 2248, 368—369, 1912.
- Radium in the chromosphere. Nature 90, 2249, 393, 1912.
- Frederic Slocum.** The attraction of sun-spots for prominences. Astrophys. J. 86, 4, 265—269, 1912.
- Sun-spots. Nature 90, 2251, 443, 1912.
- Wilhelm Krebs.** Beobachtung eines Sonnenfleckes mit farbiger Umsäumung. Astr. Nachr. 193, 4619, 210, 1912.
- The annular solar eclipse of April 17. Nature 90, 2250, 420, 1912.
- P. F. Willaret.** Enregistrement cinématographique de l'éclipse de soleil du 17 avril 1912 au poste du Collège Notre-Dame de la Paix à Namur. Bull. de la Classe des Sciences. Acad. Roy. de Belgique Bruxelles, p. 543—544, 1912.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

The remarkable shower of meteoric stones. *Nature* 90, 2250, 420, 1912.

W. M. Foote. Preliminary note on the shower of meteoric stones at Aztec, Navajo County, Arizona. *Sill. J.* 84, 208, 437—457, 1912.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

M. F. A. Forel. *Met. ZS.* 29, 11, 529—580, 1912.

Wilh. R. Eckardt. Über den Einfluß der meteorologischen Erscheinungen auf den Vogelflug. *Prometheus* 24, 1206, 147—150, 1912.

O. Weber. Die neue Organisation des meteorologischen Dienstes in Brasilien. *Met. ZS.* 29, 11, 522—526, 1912.

J. Hann. A. Baldit über die Verteilung von Wasser und Land auf der Erdoberfläche. *Met. ZS.* 29, 11, 551—552, 1912.

G. Barbé. L'été de 1912. *Annu. soc. mét. de France* 60, 230—232, 1912.

A. D. S. Fujiwaha über die abnormale Verbreitung von Schallwellen in der Atmosphäre. *Met. ZS.* 29, 11, 543—545, 1912.

Meteorology at the British Association. *Nature* 90, 2248, 369—370, 1912.

XXIX. Jahresbericht des Vereins für Wetterkunde zu Coburg 1911. Coburg (1912). 8°. 16 S., 2 Taf.

Rapporto annuale dello J. R. Osservatorio Marittimo di Trieste contenente le osservazioni meteorologiche di Trieste e di alcune altre stazioni adriatiche per l'anno 1908 redatto da Edoardo Mazelle. Vol. XXV. Trieste 1912. 4°. 2 Bl., 123 S.

Annual Report of the Director of the (Philippine) Weather Bureau for the year 1908. Part III. Meteorological observations made at the secondary stations during the calendar year 1908. Manila 1912. 4°. 276 S.

Seventh annual Report of the Meteorological Committee to the Lords Commissioners of His Majesty's Treasury, for the year ended 31st March 1912. London 1912. 8°. 173 S., 4 Taf.

Annual Report of the Director of the Royal Alfred Observatory for 1911. Mauritius 1912. Fol. 12 S., 1 Taf. (Colony of Mauritius).

Geophysical Journal, 1911, comprising daily values of the meteorological and geophysical elements observed at the Central Observatory (Kew), Magnetic Observatory (Eskdale), and Western Observatory (Valencia) together with wind components at fixed hours of four anemograph stations of the Meteorological Office. Published by authority of the Meteorological Committee. (British Met. and Magn. Yearbook. Part 3, Section 2. Met. Office, No. 207.) London 1912. 4°. 4, 48 S. Preis 5 sh.

Zur Meteorologie von Kleinasien. *Met. ZS.* 29, 11, 556, 1912.

Boletín Mensual del Observatorio del Ebro. Marzo de 1912. Vol. 3, No. 3. Observatorio de Física Cosmca del Ebro.

Meteorological observations made at the Hongkong Observatory in the year 1911. Hongkong 1912. Fol. 1 Bl., 15, 108 S., 2 Taf.

Observatorio meteorológico, magnético y sísmico del Colegio de Belén de la Compañía de Jesús en la Habana. Año de 1911. Habana 1912. Fol. 3 Bl., 16 S., 39 Bl., 1 Tafel.

Results of the magnetical and meteorological observations made at the Royal Alfred Observatory, Mauritius in the year 1902, 1903, and 1908. Under the direction of T. F. Claxton. Mauritius 1911. Fol. 3 Bl., XXII, LXXVIII, 5 Taf. Fol. 3 Bl., XXI, LXXIV S., 7 Taf. Fol. 8 Bl., XXV, LXXXVIII S., 8 Taf. and edited by A. Walter.

J. Hann. Resultate meteorologischer Beobachtungen an der Küste und im Inneren von Mauretanien. *Met. ZS.* 29, 11, 544—545, 1912.

- Resultate meteorologischer Beobachtungen in China, Met. ZS. 29, 11, 540—543, 1912.
- J. v. Hann. Die meteorologischen Beobachtungen der französischen antarktischen Expedition unter Dr. J. Charcot 1903/1905. Met. ZS. 29, 11, 547—549, 1912.
- Meteorologische Beobachtungen zu Mossul in Mesopotamien. Met. ZS. 29, 11, 555, 1912.
- Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Wien, Hohe Warte, Oktober 1912. Wien. Anz. Nr. 25, 461—466, 1912.
- D. C. Bates. Meteorology of New Zealand, Wellington 1912. 8°. 16 S. Fol. Mit einer Regenkarte. *
- Nouvelles météorologiques Juin 1912 (suite). Annu. soc. mét. de France 60, 233—235, 1912.
- Ch. Dufour. Résumé des observations faites par les membres et les correspondants de la Société. Juillet et Août 1912. Annu. soc. mét. de France 60, 236, 1912; 60, 242—243, 1912.
- Ch. Dufour. Résumé des observations météorologiques faites à l'Observatoire du Parc Saint-Maur en juillet et août 1912. Annu. soc. mét. de France 60, 236—242, 1912; 60, 243—248, 1912.
- Meteorologische Beobachtungen aus dem Grenzgebiet von Kamerun und Spanisch-Guinea. Mitt. a. d. Dtsch. Schutzgebieten 25, 2.
- Charcot. Cartes de la deuxième Expédition antarctique française. C. R. 155, 1144—1145, 1912.
- Die Witterung an der deutschen Küste im Oktober 1912. Ann. d. Hydr. 40, 12, 702—704, 1912.
- K. Joester. Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im September 1912. Wetter 29, 11, 253, 1912.

2 A 2. Erforschung der oberen Luftschichten.

- Wilhelm Peppler. Ein Jahr synoptischer Pilot- und Fesselaufstiege. (Fortsetzung.) Wetter 29, 11, 246—252, 1912.
- H. Rotzoll. Zur Verwertung von Pilotballonen im Wetterdienst. (Aus Jahrb. d. Motorluftschiff-Studienges. 1911/12.) 8°. 76 S. Berlin, 1912, Jul. Springer.
- A. Schmauss. Zur Kritik der Temperaturangaben der Boschischen Registrierballoninstrumente. Met. ZS. 29, 11, 549—551, 1912.
- Karl Bux. Ein Beitrag zur Kritik der Pilotballonvisierungen. München 1912. 4°. 5 S., 2 Taf. S.-A. Beobachtungen der meteor. Stationen im Königreich Bayern 35, 1912.
- Upper air investigations. Nature 90, 2252, 474—475, 1912.
- Internationale Ballonfahrt vom 5. September und 2. u. 3. Oktober 1912. Bemannte und unbemannte Ballons. Wien. Anz., Nr. 25, 468—479, 1912.
- Josef Reger. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten im Oktober 1912. Wetter 29, 11, 254—255, 1912.
- Die Temperatur der oberen Luftschichten im Oktober 1912. Königliches Aeronautisches Observatorium Lindenberg. Karten-Beilage zu Wetter 29, 11, 1912.

2 A 1. Luftschiffahrt und Flugwesen.

- S. Reber. An outline of the theory of ballooning. Journ. Franklin Inst., October 1912.
- H. Boykow. Orientierung und Navigation im Luftfahrzeug. Dtsch. Luftfahrer-Ztg., Nr. 22, 1912.
- G. Eiffel. Les nouvelles recherches expérimentales sur la résistance de l'air et l'aviation faites aux laboratoires du Champ de Mars et d'Auteuil. (Extrait des Memoires de la Société des Ingénieurs Civils.) 8°. 37 p. Paris 1912. Imprimerie Chaix.

- René Arnoux.** La sécurité en aéroplane assurée par une nouvelle méthode de conduite supprimant les manoeuvres dangereuses de la méthode actuelle. C. R. 155, 20, 990, 1912.
- Vasilescu Karpen.** Sur le vol des oiseaux dit vol à la voile. C. R. 155, 20, 990—991, 1912.
- Alphonse Berget.** Sur une formule de vitesse applicable aux aéroplanes. C. R. 155, 20, 963—965, 1912.
- M. Duchêne.** Au sujet de l'emploi, dans la construction de l'aéroplane, des empennages porteurs. C. R. 155, 20, 960—963, 1912.
- A. Vorreiter.** Wasserflugzeuge und Wettbewerbe. ZS. f. Flugtechn. u. Motorluftsch. Heft 18, 1912.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

- W. Budig.** Staubmessungen in freier Atmosphäre. Phys. ZS. 13, 1224, 1912.
- E. Schrödinger.** Über die Höhenverteilung der durchdringenden atmosphärischen Strahlung. Wien. Anz. Nr. 25, 457, 1912.

2 C₁. Lufttemperatur.

- St. D. Staikoff.** Geographische Breite gleicher Temperatur einer Wasser- und Landhemisphäre. Met. ZS. 29, 11, 553—555, 1912.
- A. J. Herbertson.** The thermal regions of the globe. Geogr. J. Novemb. 1912.
- K. Joester.** Die Temperaturverhältnisse in Zentraleuropa im September 1912 unter etwa 50° n. Br. Wetter 29, 11, 254, 1912.

2 C₂. Strahlung.

- J. Maurer.** Die internationale Strahlungskommission des Internationalen Meteorologischen Komitees. Met. ZS. 29, 11, 530—532, 1912.
- G. Raymond.** Sur l'action photo-électrique de la radiation solaire. Annu. soc. mét. de France 60, 217—226, 1912.
- J. Vallot.** L'absorption comparée entre le mont Blanc et Chamonix, les radiations chimiques et calorifiques du soleil. Annu. soc. mét. de France 60, 228—230, 1912.
- H. H. Kimball and E. R. Miller.** Note on the influence of clouds on the distribution of solar radiation. J. of the Washington Acad. of Sc. 2, 15, 377—380, 1912.
- Schmeel.** Trübung der Atmosphäre im Juli 1912. Wetter 29, 11, 257—260, 1912.

2 D. Luftdruck.

- Arnaud.** Neue Formel zur barometrischen Höhenmessung. ZS. f. Instrkde. Heft 9, 1912.
- A. Romo.** Note sur une nouvelle formule barométrique (type Laplace). L'Astron. 26, Sept., 411—415, 1912.
- P. Henkell.** Die halbtägige Oszillation des Luftdruckes über den tropischen Ozeanen. Ann. d. Hydr. 40, 12, 660—670, 1912.
- W. Köppen.** Die geographische Verbreitung der monatlichen Barometerschwankungen. Met. ZS. 29, 11, 501—511, 1912.
- W. J. Humphreys.** On the diurnal variations of atmospheric pressure. J. of the Washington Acad. of Sc. 2, 15, 372—377, 1912.
- C. Braak.** The Correlation between Atmospheric Pressure and Rainfall in the East-Indian Archipelago in connection with the 3,5 yearly barometric period. Proc. Amsterdam 14, 454—461, 1912.

2 E. Winde und Stürme.

- Une trombe de poussière. L'Astron. 26, Sept., 435—436, 1912.

2 F. Wasserdampf.

- Julien Loisel.** L'Atlas photographique des nuages. Ref. Louis Besson: Annu. Soc. mét. de France 60, 227—228, 1912.
- Der Wasserdampfgehalt der Atmosphäre.** Met. ZS. 29, 11, 552—553, 1912.
- H. H. Kimball.** The dense haze of June 10—11, 1912. J. of the Washington Acad. of Sc. 2, 15, 402—404, 1912.
- R. De C. Ward.** Einfluß der Trockenheit auf Gebäude. Met. ZS. 29, 11, 556, 1912.

2 G. Niederschläge.

- Königlich Preussisches Meteorologisches Institut.** Anleitung zur Messung und Aufzeichnung der Niederschläge. 8°. 16 S. Berlin, Behrend u. Comp., 1912.
- G. Hellmann.** Über den Charakter der Sommerregen in Norddeutschland. Sitzber. Berlin 1912, S. 282—303. Ref. Krüger: Nat. Rdsch. 27, 52, 665—667, 1912.
- J. von Hann.** G. Hellmann über den Charakter der Sommerregen in Norddeutschland. Met. ZS. 29, 11, 537—540, 1912.
- Robert Wenger.** In welcher Höhe liegt das subtropische Kondensationsniveau? Peterm. Mitt. 58, 341—342, 1912.
- G. Flammarion.** Augmentation séculaire de la pluie à Paris. L'Astron. 26, 406—410, 1912.
- Rainfall of India.** Twenty first year 1911. Published by the various provincial governments and issued under the authority of the government of India by the meteorological department of the government of India. Calcutta 1912. Fol.
- British Rainfall, 1911.** On the distribution of rain in space and time over the British Isles during the year 1911 as recording by more than 5000 observers in Great Britain and Ireland and discussed with articles upon various branches of rainfall work. By Hugh Robert Mill. The fifty-first annual volume. London, Edw. Stanford, 1912. 8°. 108, 388 S., 1 Taf. Preis 10 sh.
- J. Götz.** Die Niederschlagsverhältnisse zwischen Bodensee und Donau. Ein Beitrag der Klimatographie des Niederschlags in dieser Gegend. Stuttgart 1912. 8°. 48 S., 16 Taf. S.-A. Forschungen zur deutschen Landes- und Volkskunde 20, 3.
- Przebitzky** über die Niederschlagsverhältnisse auf der Balkanhalbinsel. Referat von Dr. M. Maraković-Sarajevo. Met. ZS. 29, 11, 517—522, 1912.
- W. G. Reed.** Der Niederschlag von Berkeley (Kalifornien). Met. ZS. 29, 11, 526—529, 1912.
- W. Knoche.** Die größte Regenmenge an der amerikanischen Westküste. Met. ZS. 29, 11, 545—547, 1912.
- J. Hann.** Regenfall zu Melbourne 1840 bis 1911. Met. ZS. 29, 11, 551, 1912.
- Fortes pluies dans le Norfolk.** Annu. soc. mét. de France 60, 232, 1912.
- Niederschlagsmengen in Zentraleuropa in Millimeter im September 1912.** Karten-Beilage zu Wetter 29, 11, 1912.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

- Walter Knoche.** Hoher Wert der induzierten Aktivität und der Leitfähigkeit in der Kordillere von Las Condes. Phys. ZS. 13, 1221—1222, 1912.
- K. Kähler.** Die Schwankungen des elektrischen Leitvermögens der Atmosphäre und des vertikalen Leitungsstromes in Potsdam. Phys. ZS. 13, 1216—1221, 1912.
- George C. Simpson.** Atmospheric electricity. Nature 90, 2250, 411—412, 1912.

- A. Speranski.** Ergebnisse der Beobachtungen der atmosphärischen Elektrizität in Moskau. Moskau 1911. 8°. 308 S. und 17 Tafeln. (In russischer Sprache.) Ref. S. Skreb: Met. ZS. 29, 11, 556—558, 1912.
- Blikseminslag bij boomen.** Hemel en Dampkring. October 1912.

2 I. Meteorologische Optik.

- Friedr. Busch und Ch. Jensen.** Tatsachen und Theorien der atmosphärischen Polarisation nebst Anleitung zu Beobachtungen verschiedener Art. Mit zahlreichen Tabellen und Figuren im Text. 532 S. (Aus dem Jahrbuch der Hamburgischen Wissenschaftlichen Anstalten 28, 1910. 5. Beiheft. Mitteilungen aus dem Physikalischen Staatslaboratorium. Hamburg, L. Gräfe u. Sillem, 1911. Ref. Meitner: Nat. Rdsch. 27, 51, 654—656, 1912.
- Giovanni Platania.** Osservazioni dei punti neutri della polarizzazione atmosferica. Roma 1912. 4°. 5 S. S.-A. Memorie della società degli spettroscopisti italiani 1 (2a), 153—157, 1912.
- W. Obolensky.** Lichtelektrische Wirkung des äußersten Ultraviolett auf Wasser, wässrige Lösungen und Eis mit Rücksicht auf die meteorologischen Erscheinungen. Met. ZS. 29, 11, 497—501, 1912.
- G. Müller.** Die Extinktion des Lichtes in der Erdatmosphäre und die Energieverteilung im Sonnenspektrum nach spektralphotometrischen Beobachtungen auf der Insel Teneriffa. Referat von A. Defant: Met. ZS. 29, 11, 511—517, 1912.
- Wilh. Filehne.** Wirkliche und scheinbare Helligkeit und Farbe der Wolken. (Ein Beitrag zur Lehre vom Weiß—Grau—Schwarz-Sehen.) Arch. f. Physiol. 1912, 509—526.
- Albert Wigand.** Die anomale Trübung der Atmosphäre. Met. ZS. 29, 11, 532—533, 1912.
- W. Marten.** Schwächung von Sonnenstrahlung und Sonnenscheindauer durch eine atmosphärische Trübung im Sommer 1912. Met. ZS. 29, 11, 538—534, 1912.
- Paul Duschnitz.** Trübung des Himmels in Südtirol. Met. ZS. 29, 11, 534, 1912.
- Charles Gallissot.** Contribution à l'étude de la scintillation. O. R. 155, 1134—1136, 1912.
- G. C. Simpson.** Corona and iridescent clouds. Quart. J., Oct. 1912.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

- H. von Ficker.** Zum Böenvorgang. Met. ZS. 29, 11, 535—537, 1912.

2 M. Praktische Meteorologie.

- A. Schmauss.** Der wetterkundliche Unterricht. Wetter 29, 11, 260—262, 1912.
- P. Richter.** Nochmals: „Der wetterkundliche Unterricht“. Wetter 29, 11, 255—257, 1912.
- P. Polis.** Die Einführung in die Wetterkunde und die Förderung des Wetterdienstes durch Ausstellung meteorologischer Objekte. Wetter 29, 11, 262—264, 1912.
- Börnstein.** Die Auflage der Wetterkarten in den norddeutschen Wetterdienstbezirken. Wetter 29, 11, 264, 1912.
- Castens.** Der Deutsch-ostafrikanische Wetterdienst im Jahre 1911/12. Der Pflanzler, 1912, Nr. 10.

2 N. Kosmische Meteorologie.

20. Meteorologische Apparate.

- Disch.** Über die meteorologischen Thermometer. *Wetter* 29, 11, 241—246, 1912.
- To the theory of the Shaw-Dines microbarograph. *J. Met. Soc. Japan*, Sept. 1912.
- C. F. Talman.** The barocyclometer. *Sc. Amer.*, October 1912.
- G. v. d. Borne.** Theorie meines Winddruckschreibers. *ZS. f. Flugtechn. u. Motorluftsch.*, Heft 20, 1912.
- W. Marten.** Vergleichsmessungen mit Pyrheliometern. *Phys. ZS.* 18, 1212—1216, 1912.
- G. Müller.** Vereinfachte Methode zur Kompaßkompensation und Deviationsbestimmung. *Mitt. a. d. Gebiete d. Seewesens*, Nr. 11, 1912.

2 P. Klimatologie.

- Eugen Alt.** Das Klima. (12. Bd. der Bücher der Naturwissenschaft, herausgegeben von Prof. Siegmund Günther.) Leipzig, Ph. Reclam, 1912. kl. 8°. 136 S., 3 Tafeln. Preis geb. 0,80 M. Ref. S. Skreb: *Met. ZS.* 29, 11, 559, 1912. *
- A. Houtum-Schindler.** Klimatafeln aus Persien. *Peterm. Mitt.* 58, 384, 1912.
- E. Huntington.** The fluctuating climate of North America. *Geogr. J.* 40, 3, 264—280, 1912.

3. Geophysik.**3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.**

- Jacques Duclaux u. Mme. C. Wollman.** Über die Farbe und Zusammensetzung des Wassers. (*Journ. d. phys.* 1912 (5), t. II, p. 263—268.) Ref. Meitner: *Nat. Rdsch.* 27, 52, 667, 1912.
- A. E. H. Sowe.** Tides and the rigidity of the earth. Crust motion under the influence of the sun and moon. *Sc. Amer.*, Suppl., Oct. 19, 1912.

3 B. Theorien der Erdbildung.**3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).**

- G. Pavanini.** Prime conseguenze d'una recente teoria della gravitazione. *Lincei Rend.* (5) 21 [2], 648—655, 1912.
- A. Venturi.** Determinazioni di gravità relativa in Tunisia e a Malta nel 1908. *Lincei Rend.* (5) 21 [2], 548—550, 1912.
- Paul Harzer.** Über das Problem der drei parallaktischen Winkel und die Verwendung des Problems bei einer Methode der geographischen Ortsbestimmung ohne astronomische Instrumente. *Astr. Nachr.* 198, 4616, 146—150, 1912.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

- Jačevskij.** Materialien zur Geothermik. (In russ. Sprache). „Izvestija“ Russ. Geogr. Ges. 1912. Lfgr. 1/5.
- Paul Schreiber.** Ergebnisse der Erdbodentemperaturmessungen im Garten bei den Diensträumen der Landes-Wetterwarte zu Dresden, Große Meißner Straße 15, während der Zeit vom 1. August 1907 bis 31. Dezember 1910. Vorarbeit zum Jahrbuch 1910. Dresden 1912. 4°. 46 S.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

- F. A. Perret.** Volcanic Vortex Rings and the direct conversion of lava into ash. *Sill. J.* **84**, 203, 405—414, 1912.

3 F. Erdbeben.

- Christian Tarnuzzer.** Drei Dezennien der Erdbebenforschung in der Schweiz. *Peterm. Mitt.* **58**, 313—316, 1912.
- August Sieberg.** Über die makroseismische Bestimmung der Erdbebenstärke. *S.-A. a. Gerlands Beitr. z. Geophys.* Herausgeg. v. O. Hecker u. E. Rudolph. **11**, 2/4. Heft. Leipzig, Verlag von Wilhelm Engelmann, 1912.
- Montessus de Ballore.** Sur les tremblements de terre des provinces baltiques de la Russie. (Esthonie, Livonie et Courlande.) *C. R.* **155**, 1200—1201, 1912.
- De Montessus de Ballore.** Tremblements de terre d'origine épirogénique probable dans le Michigan et le Wisconsin. *C. R.* **155**, 1042—1043, 1912.
- R. Lais.** Die Erdbeben des Kaiserstuhls. Mit 7 Figuren im Text und Tafel 1 u. 2. *S.-A. a. Gerlands Beitr. z. Geophys.* Herausgegeben von O. Hecker u. E. Rudolph. **12**, 1. Heft. Leipzig, Verlag von Wilhelm Engelmann, 1912.
- R. Lais u. A. Sieberg.** Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911 und seine Beziehungen zum geologischen Aufbau Süddeutschlands. Veröffentlichung der Kaiserl. Hauptstation für Erdbebenforschung und des Zentralbureaus der internationalen seismologischen Assoziation. *S.-A. a. Gerlands Beitr. zur Geophys.* Herausgegeben von O. Hecker u. E. Rudolph. **12**, 1. Heft. Leipzig, Verlag von Wilhelm Engelmann, 1912.
- G. Macovei.** Sur le tremblement de terre de la Mer de Marmara le 9 août n. s. 1912. Note présentée par M. Mrazec, le 11 octobre n. s. 1912. *Bull. de la Sect. Sc. de l'Acad. Roumanie*, publié par le Secrétaire de la Section St. C. Hepites, **1**, 1, 9—18, 1912.
- Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im Oktober 1912. *Wien. Anz.* Nr. 25, 467, 1912.
- Karl Sapper.** Das Erdbeben von Sarchi (Costarica) am 6. Juni 1912. *Peterm. Mitt.* **58**, 340—341, 1912.
- C. Mainka.** Das bifilare Kegelpendel (Erdbebeninstrument). *Phys. ZS.* **13**, 1206—1212, 1912.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

- A. Nippoldt.** Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. Berlin und Leipzig 1912. 8°. 148 S., 7 Tafeln. (Sammlung Götschen, Nr. 175.) Preis geb. 0,80 M.
- J. P. Beattie.** Terrestrial isomagnetic lines for South Africa for the epoch July 1, 1903. *S.-A. Transact. Roy. Soc. of South Africa* **2**, 3. Cape Town 1912.
- J. Bosler.** Sur les relations des perturbations magnétiques avec les courants telluriques et les éruptions solaires. *Journ. de phys.* (5) **2**, 877—891, 1912.
- G. Bruel.** Déclinaisons observées en Afrique équatoriale française et essai de carte des isogones au janvier 1908. Paris 1912. 8°. *S.-A. La Géographie. Bull. de la Soc. Géogr.* **XXVI**, Nr. 4.

3 H. Niveauveränderungen.**3 I. Orographie und Höhenmessungen.**

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

- J. Reinke.** Studien über die Dünen unserer Ostseeküste. II., III. Wissensch. Meeresuntersuchgn. N. F. 14, Abt. Kiel.
- Peter Hahmann.** Die Bildung von Sanddünen bei gleichmäßiger Strömung. Ann. d. Phys. 39, 13, 637—676, 1912.

3 L. Küsten und Inseln.**3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.**

- K. v. Lysakowski.** Der gegenwärtige Stand der Kenntnisse der Ozeanographie. Das Weltall, Heft 24, 1912.
- Alphonse Berget.** Le rôle magnétique des océans et la constitution de l'écorce terrestre. C. R. 155, 1198—1200, 1912.
- H. Keller.** Die hydrographischen Verhältnisse der Nordsee in den Monaten Februar, Mai, August und November. (Schluß.) Ann. d. Hydr. 40, 12, 671—677, 1912.
- Alfred Mers.** Die meereskundliche Literatur über die Adria, mit besonderer Berücksichtigung der Jahre 1897 bis 1909. Das Meeresbecken, Hydrographie, Meteorologie. VIII. Geographischer Jahresbericht aus Österreich. S.-A. Ref. Bruno Schulz: Ann. d. Hydr. 40, 12, 695, 1912.
- Axel Wallén.** Sveriges vattenområden och deras hydrografiska undersökning. Stockholm 1912. 8°. S.-A. Ymer. Årg. 1912. Heft 2, S. 144—180, 1 Taf.
- K. Wegener.** Beschreibung der Gezeiten-Registrierung in der Cross-Bai auf Spitzbergen. Phys. ZS. 18, 1223—1224, 1912.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

- Deutsche Küstenflüsse, bearbeitet in der Preussischen Landesanstalt für Gewässerkunde von J. Kres. Ein Band Text und Zahlentafeln, eine Mappe mit 12 Kartenbeilagen. Berlin, E. S. Mittler u. Sohn, 1911. Preis 20,00 M. Ref. Bruno Schulz: Ann. d. Hydr. 40, 12, 693—695, 1912.
- A. Laborde et A. Lepape.** Étude de la radioactivité des sources de Vichy et de quelques autres stations. C. R. 155, 1202—1204, 1912.
- Karl Fischer.** Die Niederschlags- und Abflußbedingungen für den Tal-sperrrenbau in Deutschland. S.-A. a. d. ZS. der Ges. f. Erdkde. Nr. 9, 15 S., 1912.
- M. Baratta.** Contribuzione allo studio delle trasformazioni idrografiche dell Delta Padano avvenute nel secolo XIX. Bollet. Soc. Geogr. Ital., Nr. 11, 1912.
- Otto, Frhr. v. u. z. Aufsess.** Temperaturverhältnisse im Walchensee. Peterm. Mitt. 58, 317—319, 1912.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

- G. A. J. C.** Rivers, glaciers, and the ice-age. Nature 90, 2251, 444—446, 1912.
- Charles Jacob.** Les dépôts glaciaires locaux du Vercors et des environs du Villard-de-Lans. C. R. 155, 1193—1196, 1912.
- O. Steffens.** Die Eisverhältnisse des Winters 1911/12 in den außerdeutschen Gewässern der Ostsee, sowie an der holländischen Küste. Ann. d. Hydr. 40, 12, 641—648, 1912.

- Die Eisverhältnisse der oberen Weichsel, des oberen Dnjestr und ihrer Nebenflüsse. Mitt. Geogr. Ges. Wien, Nr. 9/10, 1912.
- Icebergs and their location in navigation. Engineering 98, 24, S. 23.
- H. T. Barnes. The rise of temperature associated with the melting of icebergs. Nature 90, 2250, 408—410, 1912.
- A. S. E. Ackermann. Remarkable formation of ice on a small pond. Nature 90, 2250, 411, 1912.
- Theodor Arldt. Ein zentralafrikanischer Gletscher von triassischem Alter. Peterm. Mitt. 58, 343, 1912.
- Arnim Baltzer. Die Eiszeit im Seeland. Peterm. Mitt. 58, 330—332, 1912.
- Erich v. Drygalski. Der glaziale Taltrog. Peterm. Mitt. 58, 329—330, 1912.
- L. Distel. Eine Erwiderung. Schliffkehle und Taltrog. Peterm. Mitt. 58, 328—329, 1912.
-

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

12. Jahrg.

30. Januar 1913.

Nr. 2.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 2 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. Januar 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Hans Hupfeld. Praktische Physik für Oberlyzeen. Unter Mitwirkung von K. Mönkemeyer und J. Lohmeyer herausgegeben. Mit 397 Figuren, 322 praktischen und 472 theoretischen Übungsaufgaben und einer Spektraltafel. VIII u. 404 S. Frankfurt a. M., Verlag von Moritz Diesterweg, 1912. (Preis geb. 4 M.) *

M. H. Amagat. Notes sur la physique et la thermodynamique extraites des Comptes rendus de l'Académie des sciences. III u. 150 S. Paris, libr. A. Hermann et fils, 1912.

Spiru C. Haret. Henri Poincaré. Bull. Acad. Roumaine 1, 50—65, 1913.

A. Korn. Henri Poincaré (1854—1912). Sitzungsber. Berl. Math. Ges. 12, 2—13, 1913.

Karl Scheel. Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt in Charlottenburg. Akademische Rundschau 1, 221—227, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Maurice Leblanc. Sur la réalisation des très grandes vitesses angulaires. Soc. Franç. de Phys. Nr. 34, 4—5, 1912.

Karl Scheel. Die Entwicklung der Luftpumpe. D. Mech.-Ztg. 1912, 233—235, 241—248.

L. Dunoyer. Présentation de la pompe „moleculaire“ Gaëde. Soc. Franç. de Phys. Nr. 34, 6—8, 1912.

W. Gaede. Die Molekularluftpumpe. Die Naturwissenschaften 1, 11—14, 1913.

- L. Ubbelohde und M. Hofsäß.** Ein Momentgasmesser „Capomesser“ und ein Zähigkeitsmesser für Gase. *ZS. f. Elektrochem.* 19, 32—35, 1913.
- Douglas F. Twiss.** A simple experiment illustrating the luminosity of phosphorus. *Chem. News* 107, 16, 1913.

3. Maß und Messen.

- A. Occhialini.** Un densimetro per alte pressioni. *Cim.* (6) 4, 426—441, 1912.
- K. Lüdemann.** Neuerungen an der Libellenfassung von M. Hildebrand in Freiberg i. Sa. *ZS. f. Instrkde.* 82, 383—384, 1912.
- G. Lippmann.** Appareil électrique mesureur du temps pour la comparaison de deux phénomènes périodiques. *C. R.* 155, 1458—1460, 1912.
- B. Wanach.** Bericht über eine internationale Zeitkonferenz in Paris im Oktober 1912. *Die Naturwissenschaften* 1, 35—38, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- Charles A. A. Capito.** A Text-book of mathematics and mechanics: specially arranged for the use of students qualifying for science and technical examinations. 414 S. London, C. Griffin, 1913. (Preis 12 s. 6 d.) *
- Gustav Mie.** Grundlagen einer Theorie der Materie. (Dritte Mitteilung, Schluß.) *Ann. d. Phys.* (4) 40, 1—66, 1913.
- H. A. Lorentz.** Sur la masse de l'énergie. *Arch. Néerl.* (3 A) 2, 139—153, 1912.
- J. D. van der Waals Jr.** Energie et Masse. *Arch. Néerl.* (3 A) 2, 154—175, 1912.
- Max Abraham.** Eine neue Gravitationstheorie. (Vortrag, gehalten am 19. Oktober 1912 vor der Società italiana per il progresso delle scienze, für das Archiv der Mathematik und Physik übersetzt vom Verfasser.) *Arch. d. Math. u. Phys.* 20, 193—209, 1913.
- Max Abraham.** Una nuova teoria della gravitazione. *Cim.* (6) 4, 459—481, 1912.
- Alfred Denizot.** Contribution à la théorie de la chute des corps, en ayant égard à la rotation de la terre. *S.-A. Intern. Congr. Math. Cambridge* 1912, 4 S.
- Fernando de Vasconcellos.** Sur la rotation des forces autour de leurs points d'application et l'équilibre astatique. *Ann. scient. Acad. Polyt. do Porto* 7, 5—45, 65—83, 129—159, 1912.
- J. W. Milnor.** A general problem in gyrostatic action. *Phys. Rev.* 35, 477—483, 1912.
- H. Gehrcke.** Über den Sinn der absoluten Bewegung von Körpern. *Münchener Sitzungsber.* 1912, 209—222.
- Jun Ishiwara.** Über den Zusammenhang der Formeln für die Massen mit den Raumzeitauffassungen. *Phys. ZS.* 14, 26—29, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- A. Föppl.** Die Biegung einer kreisförmigen Platte. *Münchener Sitzungsber.* 1912, 155—190.
- Giovanni Giorgi.** Sugli operatori funzionali ereditarii. *Lincei Rend.* (5) 21 [2], 683—687, 1912.
- Ch. Eug. Guye.** Le frottement intérieur des solides. Ses variations avec la température. Conférence faite à la Société française de Physique, séance du 12 avril 1912. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) 84, 535—561, 1912.

6. Hydromechanik.

- R. Grammel.** Über Schwingungen nach dem quadratischen Widerstandsgesetz. *Phys. ZS.* 14, 20—21, 1913.
- Donát Bánki.** Der Energiesatz der kreisenden Flüssigkeit. *ZS. d. Ver. d. Ing.* 57, 17—25, 1913.
- M. Merriman.** Elements of hydraulics. London, Chapman & H., 1918. (Preis 4 s. 6 d.) *
- O. Haupt.** Über die Entwicklung einer willkürlichen Funktion nach den Eigenfunktionen des Turbulenzproblems. *Münchener Sitzungsber.* 1912, 289—301.
- Victor Kaplan.** Die Gesetze der Flüssigkeitsströmung bei Berücksichtigung der Flüssigkeits- und Wandreibung. *ZS. d. Ver. d. Ing.* 56, 1578—1586, 2123—2124, 1912.
- W. Nusselt.** Die Gesetze der Flüssigkeitsströmung bei Berücksichtigung der Flüssigkeits- und Wandreibung. *ZS. d. Ver. d. Ing.* 56, 2122—2123, 1912.
- Eugene C. Bingham.** Viscosity and fluidity. — A summary of results. *Phys. Rev.* 35, 407—433, 1912.

7. Kapillarität.**8. Aeromechanik.**

- Rudolf Benitt.** Über die Lage des aerodynamischen Druckmittelpunktes an ebenen und gewölbten Flächen. 45 S. Diss. Kiel 1912.
- W. Gaede.** Die Molekularluftpumpe. *Die Naturwissenschaften* 1, 11—14, 1913.
- August Loschge.** Der Ausfluß des Wasserdampfes aus Mündungen. *ZS. d. Ver. d. Ing.* 57, 60—66, 108—112, 1913.

II. Akustik.**1. Physikalische Akustik.**

(Vgl. auch I, 5.)

- C. V. Raman.** Some remarkable cases of resonance. *Phys. Rev.* 35, 449—458, 1912.

2. Physiologische Akustik.**III. Physikalische Chemie.****1. Allgemeines.**

- Walther Nernst.** Theoretische Chemie vom Standpunkte der Avogadro-schen Regel und der Thermodynamik. 7. Aufl. XVI u. 838 S. Stuttgart, F. Enke, 1913. (Preis 22 *M.*, geb. 24,80 *M.*) *
- Clarke, Thorpe, Ostwald, Urbain.** Jahresbericht der internationalen Atomgewichtskommission für 1913. *ZS. f. Elektrochem.* 19, 35—37, 1913.
- Ernest Feilmann.** The tendency of atomic weights to approximate to integral and semi-integral values. Read before the Chemical Society, November 21, 1912. [*Chem. News* 107, 15—16, 1913.]
- H. C. P. Weber.** Atomic Weight of Bromine. *Journ. Amer. Chem. Soc.* 34, 1294—1310, 1912. [*Journ. chem. soc.* 102, Abstr. II, 1163—1164, 1912. [*Chem. Zentralbl.* 1912, 2, 2021—2022. [*Beibl.* 37, 28, 1913.]

- Oechsmar de Coninck.** Détermination du poids atomique de l'uranium. C. R. 155, 1511—1512, 1912.
- Owen Louis Shinn.** Atomic Weight of Palladium. Journ. Amer. Chem. Soc. 34, 1448—1451, 1912. [Journ. chem. soc. 102, Abstr. II, 1178—1179, 1912.]
- P. Bogdan.** Le poids moléculaire des liquides. Publ. du fond de V. Adamachi publiées par l'Acad. Roumaine 5, 81—110, 1912. [Bull. Acad. Roumaine 1, 115—119, 1913.]
- Charles W. Porter.** Method for Determining the Molecular Weights of Volatile Liquids. Journ. Amer. Chem. Soc. 34, 1290—1293, 1912. [Journ. chem. soc. 102, Abstr. II, 1159—1160, 1912.]
- Ph. A. Guye, J. Kovacs, E. Wourtsel et H. E. Watson.** Densité et la composition de l'air. C. R. Séance Soc. suisse de chim. tenue à Alt-dorf le 10 septembre 1912. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 34, 451—453, 1912.]
- Irving Langmuir.** Chemically Active Modification of Hydrogen. Journ. Amer. Chem. Soc. 34, 1310—1325, 1912. [Journ. chem. soc. 102, Abstr. II, 1162, 1912.]
- David M. Lichty.** Some Physical Constants of Sulphur Trioxide: Melting and Boiling Points, Density, Coefficient of Expansion, and Molecular Weights. Journ. Amer. Chem. Soc. 34, 1440—1448, 1912. [Journ. chem. soc. 102, Abstr. II, 1164—1165, 1912.]
- A. Smits and H. L. de Leeuw.** The system tin. Proc. Amsterdam 15, 676—681, 1912.
- A. Pappadà.** Kolloidales Silber. Gazz. chim. ital. 42 [1], 263—273, 1912. [Beibl. 87, 36, 1913.]
- H. R. Krüy.** Die dynamische Allotropie des Schwefels. IV. (Mit Versuchen von H. S. van Klooster und M. J. Smit.) ZS. f. phys. Chem. 81, 726—748, 1913.
- M. Sebaldt.** Volumen und Valenz. ZS. f. phys. Chem. 81, 749—753, 1913.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

- Arrigo Maszucchelli.** Ancora su una formula per l'indice di rifrazione dei miscugli binarii. Lincei Rend. (5) 21 [2], 701—707, 1912.
- P. Walden.** Über die Dielektrizitätskonstanten gelöster Salze. II. Teil. Bull. Petersburg 1912, 1055—1086.
- Frédéric Schwes.** The Magnetic Rotation of Binary Mixtures. Chem. Soc. London, Nov. 21, 1912. [Chem. News 107, 8, 1913.]
- Giuseppe Oddo und Anna Mannessier.** Phosphoroxchlorid als kryoskopisches Lösungsmittel und seine Verwendung. Gazz. chim. ital. 42 [2], 194—204, 1912. [Chem. Zentralbl. 1912, 2, 2025—2027.]
- J. A. Muller.** Sur le mode d'ionisation de l'acide sulfurique en solution aqueuse étendue. C. R. 155, 1499—1502, 1912.
- F. A. H. Schreinemakers et Th. Figee.** Le système: eau-chlorure de calcium-hydrogène de calcium à 25°. Arch. Néerl. (3 A) 2, 39—44, 1912.
- Mario Amadori.** Sulla tendenza a combinarsi fra alogenuri e fosfati dello stesso metallo. II. Fluoruri e fosfati alcalini. Lincei Rend. (5) 21 [2], 688—695, 1912.
- Thomas Henry Hill.** Properties of Mixtures of Ethyl Alcohol, Carbon Tetrachloride, and Water. Journ. chem. Soc. 101, 2467—2470, 1912.
- J. P. Kuenen.** Quelques remarques sur l'allure des lignes binodales dans le graphique $v-x$ dans le cas d'équilibre entre trois phases. Arch. Néerl. (3 A) 2, 72—77, 1912.
- K. Bornemann und G. von Rauschenplat.** Die elektrische Leitfähigkeit der Metallegierungen im flüssigen Zustande. Metallurgie 9, 473—486, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 96—97.]

- H. Houben.** Über die Löslichkeit von Metalloxyden und Metallsulfiden in geschmolzenem Natriumchlorid. *Metallurgie* 9, 592—600, 1912. [Chem. Zentralbl. 1912, 2, 2030.]
- F. A. H. Schreinemakers.** Equilibria in ternary systems. I. *Proc. Amsterdam* 15, 700—709, 1912.
- N. Parravano.** Die ternären Legierungen Eisen—Nickel—Mangan. *Gazz. chim. ital.* 42 [2], 367—380, 1912. [Chem. Zentralbl. 1912, 2, 2039.]
- Léon Guillet.** Sur les alliages cuivre-zinc-nickel. *C. R.* 155, 1512—1514, 1912.
- D. J. Korteweg et F. A. H. Schreinemakers.** Considérations générales sur les courbes de contact de surfaces avec des cones et leur application aux lignes de saturation et lignes binodales dans les systèmes ternaires. *Arch. Néerl.* (3 A) 2, 45—62, 1912.
- N. Parravano.** Gleichgewichte in quaternären Systemen. V. Quaternäre, vollständig isomorphe Mischungen. *Gazz. chim. ital.* 42 [2], 305—326, 1912. [Chem. Zentralbl. 1912, 2, 2005.]
- A. Findlay.** Osmotic Pressure and the theory of solutions. *Scientia* 1912? [Nature 90, 497, 1913.]
- A. Reyckler.** Über die osmotischen Eigenschaften der Lösungen. *Bull. soc. chim. Belg.* 26, 409—414, 1912. [Beibl. 37, 40, 1913.]
- Charles Scott Garrett.** Die Wirkung des Säureradikals auf die Färbungsstärke von Kupfersalzen. *ZS. f. Elektrochem.* 19, 1—7, 1913.
- P. Askenasy und E. L. Rényi.** Über das Auftreten von Stickoxyden beim Erhitzen von Braunstein im Luftstrom. *ZS. f. Elektrochem.* 19, 28—32, 1913.
- Th. Svedberg.** Über den Nachweis von spontanen Konzentrationsschwankungen in Lösungen und Gasen. *Phys. ZS.* 14, 22—26, 1913.
- Robert Maro.** Über Adsorption und gesättigte Oberflächen. *ZS. f. phys. Chem.* 81, 641—694, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- Karl F. Herzfeld.** Zur Elektrochemie äußerst verdünnter Lösungen, insbesondere radioaktiver Stoffe. *Phys. ZS.* 14, 29—32, 1913.
- Roger C. Wells.** Electrical potentials between conducting minerals and solutions. *Journ. Washington Acad.* 2, 514—516, 1912.
- Kasimir Frycz und Stanislas Tolloczko.** Überführungszahlen in Antimonchlorür als Lösungsmittel. *Festschr. zur 250jährigen Feier der Univ. Lemberg* 1, 1—16, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 91—92.]
- E. B. Rosa, G. W. Vinal and A. S. McDaniel.** The silver voltameter. II. *Journ. Washington Acad.* 2, 509—513, 1912.
- L. William Öholm.** Untersuchungen über das elektromotorische Verhalten einiger Kadmiumelemente. *Acta Soc. Fenn.* 41, Nr. 1, 113 S., 1912.
- Edward W. Washburn and Stuart J. Bates.** Iodine Coulometer and the Value of the Faraday. *Journ. Amer. Chem. Soc.* 34, 1341—1368, 1912. [Journ. chem. soc. 102, Abstr. II, 1129—1130, 1912.]
- U. Sborgi.** Über das anodische Verhalten des Niobs. *Gazz. chim. ital.* 42 [2], 331—345, 1912. [Chem. Zentralbl. 1912, 2, 2037.]
- C. Drucker, M. Tarle und L. Gomez.** Die Beweglichkeit des Bromions in Wasser. *ZS. f. Elektrochem.* 19, 8—11, 1913.
- A. F. W. v. Escher.** Kathodische Vorgänge bei der Elektrolyse gemischter Lösungen von Zink- und Eisensulfat. 75 S. Dresden 1912.
- Franz Fischer und Emil Hene.** Über den Chemismus der Stickoxydbildung im Hochspannungsbogen. *Chem. Ber.* 45, 3652—3658, 1912.

4. Photochemie.

- Alfred Reis.** Über neue Versuche zur Erklärung der chemischen Wirkung des Lichtes. *Die Naturwissenschaften* 1, 38—40, 1913.

- Daniel Berthelot et Henry Gaudechon.** Photolyse de divers sucres complexes (bioses et trioses) par les rayons ultraviolets. C. R. 155, 1506—1509, 1912.
- William Cudmore McCullagh Lewis.** Photo-kinetics of Sodium Hypochlorite Solutions. Journ. chem. soc. 101, 2371—2382, 1912.

5. Thermochemie.

- J. R. Thompson.** Über die Vereinigung von Wasserstoff und Sauerstoff in Gegenwart erhitzten Platins und erhitzter Kohle. (On the Combination of Hydrogen and Oxygen in the Presence of Heated Platinum and Carbon.) Phys. ZS. 14, 11—15, 1913.
- Nicolas von Kolossovsky.** Thermochemische Untersuchungen über die Auflösung. ZS. f. phys. Chem. 81, 713—725, 1913.
- Fritz Hiller.** Über den Innenkegel gespaltener Kohlenwasserstoffflammen. ZS. f. phys. Chem. 81, 591—625, 1913.
- Hubert Frank Coward, Charles Cooper, and Christopher Henry Warburton.** The Ignition of Electrolytic Gas by the Electric Discharge. Journ. chem. soc. 101, 2278—2287, 1912.
- Julius Gróh.** Beiträge zur Kenntnis des Zusammenhanges zwischen Oxydationspotential und Oxydationsgeschwindigkeit. ZS. f. phys. Chem. 81, 695—712, 1913.
- Fritz Ephraim.** Sur la dissociation thermique des composés complexes de l'ammoniaque. C. R. Séance soc. suisse de chim. tenue à Altdorf le 10 septembre 1912. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 34, 458, 1912.
- Fritz Ephraim.** Über die Natur der Nebenvalenzen. II. Metallammoniakverbindungen. ZS. f. phys. Chem. 81, 513—538, 1913.
- Fritz Ephraim.** Über die Natur der Nebenvalenzen. III. Existenzgebiete von Nebenvalenzverbindungen. ZS. f. phys. Chem. 81, 539—542, 1913.
- Colson.** Sur la loi de l'action de masse. Soc. Franç. de Phys. Nr. 34, 10—11, 1912.
- William Blum.** The hydrolysis of sodium oxalate and its influence upon the test for neutrality. Bull. Bureau of Standards 8, 519—538, 1912.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

- Hanriot.** Sur l'écroutissage sans déformation. C. R. 155, 1502—1504, 1912.
- E. B. Wolff.** Die sogen. „Forcierkrankheit“ der Metalle. ZS. f. Elektrochem. 19, 19—23, 1913.
- Ernst Cohen.** Anmerkung zu obiger Mitteilung über die Forcierkrankheit. ZS. f. Elektrochem. 19, 23, 1913.
- P. Semjatschenski.** Studien über die Kristallogeneses. I. Der Einfluß einer fremden Substanz auf die Kristallform. Die Kristallisation der Alaune. Mém. Petersburg (8) 24, 36 S., 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 9—10.
- P. Semjatschenski.** Der Einfluß einer fremden Substanz auf die Kristallform der Alaune. Mém. Petersburg (8) 30, 19 S., 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 10.
- O. Lehmann.** Neue Untersuchungen über flüssige Kristalle. II. Teil. Sitzungsber. Heidelb. Akad. Math.-naturw. Kl. Abt. A. Math.-phys. Wiss. 1912, 13. Abh. 27 S.
- O. Lehmann.** Die Beweise für die Existenz von Molekülen und die Sichtbarmachung der Molekularstruktur von Kristallen durch Röntgenstrahlen. S.-A. Verh. Naturw. Ver. Karlsruhe 25, 58 S., 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- Carl Störmer.** Mouvement d'une particule électrisée dans un champ magnétique. Réponse à M. Richard Birkeland. Arch. sc. phys. et nat. (4) 84, 449—450, 1912.
- Gustav Mie.** Grundlagen einer Theorie der Materie. (Dritte Mitteilung, Schluß.) Ann. d. Phys. (4) 40, 1—66, 1913.
- Emil Waelsh.** Quaternionen und binäre Formen zu den Minkowskischen Grundgleichungen der Elektrodynamik. Wien. Anz. 1912, 492—493.
- Franz Richarz.** Maxwells Prinzip der Einheit aller elektrischen Erscheinungen und damit zusammenhängende von mir veranlaßte neuere Versuche. Die Naturwissenschaften 1, 4—7, 1913.
- Jules Roux.** Loi de Stokes et charge de l'électron. C. R. 155, 1490—1493, 1912.
- J. Grdina.** Zur Frage nach der Masse des Elektrons. 46 S. Höhere Bergschule zu Jekaterinoslaw 1912. [Beibl. 37, 80—81, 1913.]
- V. F. Hess.** Die Fortschritte der Radioaktivität und Elektronik. I. In der Zeit vom 1. Januar bis 31. August 1912. S.-A. Fortschr. d. Chem., Phys. u. physik. Chem. 6, 205—220, 1912.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

- C. Christiansen.** Elektrizitätserregung beim Zerspritzen von Flüssigkeiten. (Balloelektrizität.) Ann. d. Phys. (4) 40, 107—137, 1913.
- Fernando Sanford.** On the nature of the Volta effect. Phys. Rev. 35, 484—489, 1912.
- E. Riecke.** Dielektrizität der Kristalle. Pyroelektrizität und Piezoelektrizität. S.-A. Handwörterb. d. Naturw. 2, 1000—1012, 1912.

3. Elektrostatik.

- P. G. Agnew and W. C. Bishop.** An attempt to detect possible changes in weight or momentum effects in charging a condenser. Phys. Rev. 35, 470—476, 1912.
- Geo. R. Dean.** The potential and electrostatic force in the field of two metal spherical electrodes. Phys. Rev. 35, 459—469, 1912.
- E. Riecke.** Dielektrizität der Kristalle. Pyroelektrizität und Piezoelektrizität. S.-A. Handwörterb. d. Naturw. 2, 1000—1012, 1912.
- P. Walden.** Über die Dielektrizitätskonstanten gelöster Salze. II. Teil. Bull. Petersburg 1912, 1055—1086.
- L. Pungs.** Untersuchungen über das dielektrische Verhalten flüssiger Isolierstoffe bei hohen Wechselspannungen. Arch. f. Elektrot. 1, 329—344, 1912.
- L. Verain.** Recherches expérimentales sur la constante diélectrique des gaz (1^{re} thèse). Métallurgie au four électrique du fer et ses alliages peu fusibles (2^e thèse). 121 S. Paris, libr. Gauthier-Villars, 1912.

4. Maße und Meßinstrumente.

- E. B. Rosa, N. E. Dorsey and J. M. Miller.** A determination of the international Ampere in absolute measure. Bull. Bureau of Standards 8, 269—393, 1912.

- H. B. Brooks.** Deflection potentiometers for current and voltage measurements. Bull. Bureau of Standards 8, 395—417, 1912.
- H. B. Brooks.** Outline of design of deflection potentiometers, with notes on the design of moving coil galvanometers. Bull. Bureau of Standards 8, 419—444, 1912.
- C. Tissot.** Sur un perfectionnement apporté à un modèle d'ondemètre à lecture directe précédemment décrit. Soc. Franç. de Phys. Nr. 34, 8—10, 1912.
- H. L. Curtis and F. W. Grover.** Resistance coils for alternating current work. Bull. Bureau of Standards 8, 495—517, 1912.
- Frank Wenner.** The four-terminal conductor and the Thomson bridge. Bull. Bureau of Standards 8, 559—610, 1912.
- George C. Simpson.** Instrumente zur Beobachtung der atmosphärischen Elektrizität. (Instruments for Atmospheric Electricity.) Phys. ZS. 14, 41—45, 1913.

5. Apparate.

- Harald Schering und Rudolf Schmidt.** Technische Mitteilung über eine Neukonstruktion von Luftkondensatoren. Elektrot. ZS. 33, 1343—1344, 1912.
- Chr. Ries.** Einfluß der Spannung und Vorbelichtung auf die Trägheit von Selenzellen. ZS. f. Feinmechanik 21, 5—7, 14—15, 1913.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

- E. Oosterhuis.** Sur l'effet Peltier et le couple thermoélectrique fer-mercure. Arch. Néerl. (3 A) 2, 7—38, 1912.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

- Augusto Righi.** Nuove esperienze di rotazione ionomagnetica. S.-A. Lincei Rend. (5) 21 [2], 737—739, 1912.
- Gouy.** Sur les gaz spontanément ionisés. C. R. 155, 1464—1465, 1912.
- L. Dunoyer.** Recherches sur la conductibilité de la vapeur de sodium et la décharge disruptive à travers cette vapeur. Ann. chim. phys. (8) 27, 494—543, 1912.
- Georges Moreau.** Recherches sur la masse et la mobilité de l'ion positif d'une flamme. Ann. chim. phys. (8) 27, 543—559, 1912.
- P. G. Nutting.** Luminous properties of electrically conducting helium gas. II. Reproducibility. Bull. Bureau of Standards 8, 487—494, 1912.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

- R. Seeliger.** Bemerkung über den Energieverlust von Elektronen beim Zusammenstoß mit Gasmolekülen. Münchener Sitzungsber. 1912, 375—380.
- E. Bräuer.** Der Kathodenzerfall der Erdalkalimetalle in Argon, Helium und Stickstoff. 26 S. Berlin 1912.
- A. T. Cameron.** Radium and Radioactivity. 184 S. London 1912. (Preis 2,60 Mk.)

- W. H. Bragg.** Radiations old and new. Evening discourse delivered on September 6, 1912 before the British Association at Dundee. [Nature 90, 529—532, 557—560, 1913.]
- V. F. Hess.** Die Fortschritte der Radioaktivität und Elektronik. I. In der Zeit vom 1. Januar bis 31. August 1912. S.-A. Fortschr. d. Chem., Phys. u. physik. Chem. 6, 205—220, 1912.
- W. Makower and H. Geiger.** Practical measurements in radio-activity. IX u. 151 S. London, Longmans, Green, and Co., 1912. *
- Karl F. Herzfeld.** Zur Elektrochemie äußerst verdünnter Lösungen, insbesondere radioaktiver Stoffe. Phys. ZS. 14, 29—32, 1913.
- A. van den Broek.** Die Radioelemente, das periodische System und die Konstitution der Atome. Phys. ZS. 14, 32—41, 1913.
- V. F. Hess.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXV. Die Wärmeproduktion des von seinen Zerfallsprodukten befreiten Radiums. S.-A. Wien. Ber. 121 [2^a], 1419—1427, 1912.
- Viktor F. Hess.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXX. Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. S.-A. Wien. Ber. 121 [2^a], 2001—2032, 1912.

II. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- H. A. Lorentz.** Quelques remarques sur la théorie du magnétisme. Arch. Teyler (3) 1, 75—86, 1912.
- P. Sève.** Mesure du coefficient d'aimantation de l'eau. Ann. chim. phys. (8) 27, 189—244, 425—493, 1912.
- Auguste Piccard.** La constitution de l'eau et la variation thermique de son aimantation. C. R. 155, 1497—1499, 1912.
- Albert Perrier et H. Kamerlingh Onnes.** La susceptibilité initiale du nickel aux très basses températures. Arch. sc. phys. et nat. (4) 34, 522—534, 1912.
- M. McLaren.** Der Einfluß der Temperatur auf Hysteresisverluste in Stahlblech. Proc. Amer. Inst. Electr. Engin. 31, 1895—1896, 1912. [Beibl. 37, 85, 1913.]
- J. R. Ashworth.** Note on the mean magnetic moment and energy of a vibrating magnet. Manchester Soc., Dec. 10, 1912. [Nature 90, 533, 1913.]

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- Frederick W. Grover and Harvey L. Curtis.** The measurement of the inductances of resistance coils. Bull. Bureau of Standards 8, 455—485, 1912.
- J. W. Woodrow.** Determination of capacities by means of conjugate functions. Phys. Rev. 35, 434—448, 1912.
- Ottavio Bonazzi.** Die Induktanz eines Eisen enthaltenden Stromkreises für Wechselströme. (L'induttanza per correnti alternate di un circuito comprendente ferro.) Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 352—357, 1913.
- Jean Becquerel.** Sur le phénomène de Hall aux basses températures. Soc. Franç. de Phys. Nr. 34, 5—6, 1912.
- P. Kuschewitz.** Beseitigung von Überspannungen an Elektromagneten. Elektrot. ZS. 33, 1348—1350, 1912.
- Paul Schiemann.** Energieumwandlung bei der Ankerbewegung der Elektromagnete und permanenten Magnete. Elektrotechn. u. Maschinenb. 31, 11—14, 1913.
- Karl Willy Wagner.** Eine neue künstliche Leitung zur Untersuchung von Telegraphierströmen und Schaltvorgängen. S.-A. Elektrot. ZS. 33, Heft 50 u. 51, 27 S., 1912.

- W. Rogowski.** Einschaltstromstoß und Vorkontaktwiderstand beim Transformator. Arch. f. Elektrot. 1, 344—363, 1912.
- Heinrich Meyer-Wülfing.** Die doppelt verkettete Streuung beim Zweiphasenmotor und beim Dreiphasenstator mit Zweiphasenrotor. Arch. f. Elektrot. 1, 363—382, 1912.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- J. Zenneck.** Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 2. Aufl. XX u. 521 S. Mit 470 Textabbildungen. Stuttgart, Verlag von Ferdinand Enke, 1913. (Preis 15 M.)
- F. Kiebitz.** Die vollständige Lösung der Differentialgleichungen zweier magnetisch gekoppelter, konstant gedämpfter elektrischer Schwingungskreise. Ann. d. Phys. (4) 40, 138—156, 1913.
- W. Burstyn.** Die Wirkungsweise der Erdantennen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 333—334, 1913.
- F. Müller.** Über einige Schwingungsvorgänge in einem System von drei miteinander gekoppelten Kondensatorkreisen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 335—352, 1913.
- Siegmund Loewe.** Eine Ursache störender Induktion bei Messungen in Hochfrequenzkreisen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 325—332, 1913.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

- O. M. Corbino.** Ricerche magneto-ottiche. Cim. (6) 4, 415—425, 1912.
- Mlle. J. M. Graftdijk.** Décomposition magnétique des spectres du nickel du cobalt et du fer. Arch. Néerl. (3 A) 2, 192—220, 1912.
- J. F. Sirks.** Measurements on the ultraviolet magnetic rotation in gases. Proc. Amsterdam 15, 773—788, 1912.
- H. A. Lorentz.** Sur la théorie de l'effet Zeeman observé dans une direction quelconque. Arch. Teyler (3) 1, 1—24, 1912.
- G. J. Elias.** Le phénomène Zeeman des lignes d'émission dans une direction qui fait un angle quelconque avec les lignes de force. Arch. Teyler (3) 1, 25—28, 1912.
- Lucien de la Rive.** Sur l'effet Zeeman longitudinal. Equivalence de la force Biot-Savart et de la force centrifuge composée. Trajectoire de l'électron en coordonnées polaires. Conditions initiales dans le cas de la polarisation rectiligne. Effet Faraday. Arch. sc. phys. et nat. (4) 24, 489—521, 1912.
- H. Starke und J. Herweg.** Magnetische Drehung und inverser Zeeman-effekt in Quecksilberdampf. Phys. ZS. 14, 1—5, 1913.
- Frédéric Schwvers.** The Magnetic Rotation of Binary Mixtures. Chem. Soc. London, Nov. 21, 1912. [Chem. News 107, 8, 1913.]
- D. E. Hansen.** Über die elektrische Doppelbrechung der Gase. Diss. Berlin 1912. [Elektrot. ZS. 84, 15, 1913.]
- Arthur Partsch.** Zur Theorie des lichtelektrischen Stromes in Gasen. Ann. d. Phys. (4) 40, 157—193, 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

- H. Buckingham.** On the deduction of Wien's displacement law. Bull. Bureau of Standards 8, 545—557, 1912.
- F. Reiche.** Über die Emission, Absorption und Intensitätsverteilung von Spektrallinien. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 3—21, 1913.

- H. M. L  meray.** Sur un théorème de M. Einstein. Soc. Franç. de Phys. Nr. 34, 10, 1912.
- H. A. Lorentz.** Sur la théorie des éléments d'énergie. Arch. Néerl. (3 A) 2, 176—191, 1912.
- O. Sackur.** Die universelle Bedeutung des sog. elementaren Wirkungsquantums. Ann. d. Phys. (4) 40, 67—86, 1912.
- H. A. Lorentz.** Sur la masse de l'énergie. Arch. Néerl. (3 A) 2, 139—153, 1912.
- J. D. van der Waals jr.** Energie et masse. Arch. Néerl. (3 A) 2, 154—175, 1912.
- James Edmund Ives.** On the radiation of Energy. S.-A. Journ. Acad. nat. Sc. of Philadelphia (2) 15, 1912. Published in commemoration of the on Hundredth Anniversary of the Founding of the Academy, March 21, 1912.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

- G. J. Elias.** Théorie des monochromateurs à grande intensit  . Arch. Teyler (3) 1, 29—42, 1912.
- Karl Pritschow.** Apparat zur Bestimmung der optischen Konstanten von Fernrohren. ZS. f. Instrkde. 32, 379—383, 1912.
- C. Leiss.** Neues petrographisches Mikroskop für die Theodolit-Methode. ZS. f. Instrkde. 32, 377—379, 1912.
- K. Schwarzschild.**   ber Spektrographenobjektive. Berl. Ber. 1912, 1220—1239.
- C. Pulfrich.**   ber ein neues Spiegelstereoskop. ZS. f. Instrkde. 32, 337—347, 365—371, 1912.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

- Arrigo Mazzucchelli.** Ancora su una formula per l'indize di rifrazione dei miscugli binarii. Lincei Rend. (5) 21 [2], 701—707, 1912.
- W. H. Julius et B. J. van der Plaats.** Observations sur la dispersion anormale de la lumière dans les gaz. Arch. Néerl. (3 A) 2, 1—6, 1912.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

- Mieczyslaw Wolfke.**   ber die Abbildung eines Gitters außerhalb der Einstellebene. Ann. d. Phys. (4) 40, 194—200, 1913.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsene.

- H. J. M. Creighton.**   ber die katalytische Zersetzung und optische Aktivierung der Bromkamphocarbons  ure. ZS. f. phys. Chem. 81, 543—572, 1913.
- Ernst Deussen.** Berichtigung zu meinen beiden Mitteilungen über Rotationsdispersion. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) 87, 96, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

- F. Reiche.**   ber die Emission, Absorption und Intensitätsverteilung von Spektrallinien. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 1—21, 1913.
- T. Van Lohuizen.** Bijdrage tot de Kennis van Lijnspectra. 102 S. Diss. Amsterdam 1912.
- Emily E. Howson.** Band spectra of aluminium, cadmium, and zinc. Astrophys. Journ. 36, 286—292, 1912.

- Irwin G. Priest.** Wave-lengths of neon. Bull. Bureau of Standards 8, 539—544, 1912.
- P. G. Nutting.** Luminous properties of electrically conducting helium gas. II. Reproducibility. Bull. Bureau of Standards 8, 487—494, 1912.
- P. G. Nutting.** A new method and an instrument for determining the reflecting power of opaque bodies. Journ. Washington Acad. 2, 505—509, 1912.
- W. H. Julius et B. J. van der Plaats.** Observations sur la dispersion anormale de la lumière dans les gaz. Arch. Néerl. (3 A) 2, 1—6, 1912.
- Herbert E. Ives.** The primary standard of light. Astrophys. Journ. 36, 322—329, 1912.
- A. G. Worthing.** On the deviation from Lambert's cosine law of the emission from tungsten and carbon at glowing temperatures. Astrophys. Journ. 36, 345—361, 1912.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

- Herbert E. Ives and M. Luckiesh.** The influence of temperature on the phenomena of phosphorescence in the alkaline earth sulphides. Astrophys. Journ. 36, 330—343, 1912.

8. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

- Emil Kohl.** Über die Gleichung zwischen Wärmetönung und reversibler Arbeit. S.-A. Monatsh. f. Math. u. Phys. 23, 81—91, 1912.
- L. S. Ornstein.** Entropie et probabilité. Arch. Néerl. (3 A) 2, 78—95, 1912.
- Jouguet.** Sur la stabilité de l'équilibre d'un système enfermé dans une enceinte imperméable à la chaleur. C. R. 155, 1493—1495, 1912.
- M. Born und Th. v. Kármán.** Zur Theorie der spezifischen Wärme. Phys. ZS. 14, 15—19, 1913.
- Jacques Duclaux.** La polymérisation des corps à basse température. C. R. 155, 1509—1511, 1912.
- O. Sackur.** Die universelle Bedeutung des sog. elementaren Wirkungsquantums. Ann. d. Phys. (4) 40, 67—86, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

- H. A. Lorentz.** Nouveaux résultats dans le domaine des théories moléculaires. Arch. Teyler (3) 1, 43—74, 1912.
- O. Sackur.** Die „chemischen Konstanten“ der zwei- und dreiatomigen Gase. Ann. d. Phys. (4) 40, 87—106, 1913.
- O. Lehmann.** Die Beweise für die Existenz von Molekülen und die Sichtbarmachung der Molekularstruktur von Kristallen durch Röntgenstrahlen. S.-A. Verh. Naturw. Ver. Karlsruhe 25, 58 S., 1913.
- M. Padoa e F. Bovini.** Sulla grandezza molecolare dei metalli nelle fasi solide. Lincei Rend. (5) 21 [2], 708—713, 1912.

3. Thermische Ausdehnung.

- W. C. Röntgen.** Bestimmungen des thermischen linearen Ausdehnungskoeffizienten von Cuprit und Diamant. Münchener Sitzungsber. 1912, 381—387.
- John Wade and Richard William Merriman.** The Purification, Density, and Expansion of Ethyle Acetate. Journ. chem. soc. 101, 2429—2438, 1912.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

Edgar Buckingham. The correction for emergent stem of the mercurial thermometer. Bull. Bureau of Standards 8, 239—267, 1912.

Walther Meißner. Über die Vergrößerung von kapillaren Fäden, insbesondere von Fieberthermometerfäden, durch prismenartige Form des Kapillarglases. ZS. f. Instrkde. 32, 371—376, 1912.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

J. Koenigsberger. Über die kritische Temperatur des Quecksilbers. Chem.-Ztg. 86, 1321, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 13.

Wm. C. McC. Lewis. Beiträge zum Studium des flüssigen Zustands. Eine Berichtigung. ZS. f. phys. Chem. 81, 626—628, 1913.

Emil Kohl. Über die Berechnung der inneren Energie aus der Zustandsgleichung. S.-A. Monatsh. f. Math. u. Phys. 24, 159—182, 1913.

J. D. van der Waals. Contributions à la théorie des mélanges binaires. Arch. Néerl. (3 A) 2, 96—138, 1912.

Ph. Kohnstamm et J. Chr. Reeders. Sur les phénomènes de condensation dans les mélanges d'anhydride carbonique et de nitrobenzène et leurs rapports avec la double condensation rétrograde. Arch. Néerl. (3 A) 2, 63—71, 1912.

S. Lussana. Proprietà termiche dei solidi e dei liquidi. Errata-corrige. Cim. (6) 4, 500, 1912.

E. Biron. Schmelzpunkt des Äthylendibromids. ZS. f. phys. Chem. 81, 590, 1913.

John Wade and Richard William Merriman. The Vapour Pressure of Ethyl Acetate from 0° to 100°. Journ. chem. soc. 101, 2438—2443, 1912.

6. Kolorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

M. Born und Th. v. Kármán. Zur Theorie der spezifischen Wärme. Phys. ZS. 14, 15—19, 1913.

A. Magnus. Messungen spezifischer Wärme fester Körper bei hohen Temperaturen. Phys. ZS. 14, 5—11, 1913.

Frederick Gray Jackson. Specific Heats of Crystallised Salts. Journ. Amer. Chem. Soc. 34, 1470—1480, 1912. [Journ. chem. soc. 102, Abstr. II, 1134—1135, 1912.

A. Meuthen. Kolorimetrische Untersuchung des Systems Eisen—Kohlenstoff. Ferrum, Neue Folge der „Metallurgie“ 10, 1—21, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 10.

James Fletcher and Daniel Tyrer. The Latent Heats of Chloroform and Benzene and of their Mixtures between 0° and 80°. Chem. Soc. London, Dec. 5, 1912. [Chem. News 107, 21, 1913.

Gilbert N. Lewis und Merle Randall. Eine Übersicht über die spezifischen Wärmen von Gasen. Journ. Amer. Chem. Soc. 34, 1128—1134, 1912. [Chem. Zentralbl. 1912, 2, 2013.

7. Wärmeleitung.

Stefano Pagliani. Sulla conducibilità termica dei metalli e sue relazioni con altre proprietà di essi. Cim. (6) 4, 482—497, 1912.

Heinrich Gröber. Beziehungen zwischen Theorie und Erfahrung in der Lehre vom Wärmeübergang. Gesundheitsingenieur 35, 929—935, 1912.

Heinrich Gröber. Der Wärmeübergang von strömender Luft an Rohrwandungen. Mitt. ü. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw. 130, 1—24, 1912.

Richard Poensgen. Ein technisches Verfahren zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit plattenförmiger Stoffe. Mitt. ü. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw. 130, 25—40, 1912.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

O. Backlund. Zur Fayeschen Hypothese über die Ausbildung des Sonnensystems. Bull. Petersburg 1912, 1087—1092.

1 B. Planeten und Monde.

M. Belot. La matière satellitaire en rapport avec la densité des planètes, leur durée de rotation et leur structure superficielle. C. R. 155, 1471—1473, 1912.

Observations of Saturn. Nature 90, 2253, 495.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

The spectrum of Nova Geminorum No. 2. Nature 90, 2253, 495, 1913.

H. A. Fath. The integrated spectrum of the milky way. Astrophys. J. 36, 5, 362—368, 1912.

1 D. Die Sonne.

The attraction of sun-spots for prominences. Nature 90, 2254, 525, 526, 1913.

W. H. Julius. Communication préliminaire de quelques résultats obtenus par l'expédition hollandaise pour l'observation de l'éclipse de soleil annulaire du 17 avril 1912. Arch. Néerl. (3 A) 2, 221—225, 1912.

1 E. Kometen.

The magnitude and colour of Brook's Comet 1911 c. Nature 90, 2254, 526, 1913.

1 F. Meteore und Meteoriten.

A bright meteor reported. Nature 90, 2253, 494—495, 1913.

Paul Kaemmerer. Versuch zu einer neuen Deutung der Struktur des Meteoreisens von Carthage (Tennessee). Centralbl. f. Min., Geol. u. Paläontol. Nr. 1, 17—25, 1913.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A₁. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

W. N. Shaw. Léon Philippe Teisserenc de Bort. Nature 90, 2254, 519—520, 1913.

J. R. Milne. On atmospheric cooling and its measurement: an experimental investigation. From. J. of the Scott. Met. Soc. (3) 16, 29, 1912.

- Meteorological Committee, London:** A barometric manual for the use of seamen, a text book of marine meteorology with an appendix on the thermometer, hygrometer and hydrometer. 7th edit. 8°. 88 p. London 1912. Fisher & Unwin. (Preis 6 d.) *
- H. N. Dickson.** Climate and weather. 16°. 256 p. London 1912. Williams and Norgate. (Preis 1,10 M.) *
- H. Marquardsen.** Bericht über das meteorologische Beobachtungswesen im Schutzgebiet Deutsch-Neuguinea im Jahre 1911. Mitt. a. d. Deutsch. Schutzgeb. 25, 4, 1912.
- H. Marquardsen.** Bericht über das meteorologische Beobachtungswesen in Kamerun im Jahre 1911. Mitt. a. d. Deutsch. Schutzgeb. 25, 4, 1912.
- Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois d'octobre et de novembre 1912.** Arch. sc. phys. et nat. 117, 11, 481—485; 117, 12, 589—593, 1912.
- Observation météorologiques faites au Grand Saint Bernard pendant le mois d'octobre et de novembre 1912.** Arch. sc. phys. et nat. 117, 11, 485—488; 117, 12, 593—596, 1912.
- Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik.** Wien, Hohe Warte. November 1912. Wien. Anz. Nr. 27, 498—502, 1912.
- Die Witterung an der deutschen Küste im November 1912.** Ann. d. Hydr. 41, 1, 66—68, 1913.
- K. Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Oktober 1912. Wetter 29, 12, 278, 1912.

2 A₂. Erforschung der oberen Luftschichten.

- Richard Assmann.** Ausrüstung von Flugzeugen mit meteorologischen Registrierapparaten. Wetter 29, 12, 280—282, 1912.
- E. A. Kielhauser.** Über die Fehlergrenzen bei Pilotballonbeobachtungen. Beiträge z. Phys. d. fr. Atmosphäre 5, 2.
- R. Dietzius.** Die Genauigkeit der trigonometrisch bestimmten Ballonhöhen und Steiggeschwindigkeiten. Beiträge z. Phys. d. fr. Atmosphäre 5, 2.
- A. de Quervain.** Gleichzeitige Pilotenaufstiege in Westgrönland und Island. Beiträge z. Phys. d. fr. Atmosphäre 5, 2.
- J. S. Dines.** Note on the mean observed rate of ascent of pilot balloons. Beiträge z. Phys. d. fr. Atmosphäre 5, 2.
- Die Temperatur der oberen Luftschichten im November 1912.** Königliches Aeronautisches Observatorium Lindenberg. Karten-Beilage zu Wetter 29, 12, 1912.
- Josef Reger.** Die Erscheinungen der oberen Luftschichten im November 1912. Wetter 29, 12, 279—280, 1912.
- Internationale Ballonfahrt vom 7. und 8. November 1912.** Bemannte und unbemannte Ballons. Wien. Anz. Nr. 27, 504—510, 1912.

2 A₃. Luftschiffahrt und Flugwesen.

- A. Gradenwitz.** Das neue Eiffelsche aerodynamische Laboratorium. Prometheus 24, 13, 199, 202, 1912.
- Witold Jarkowski.** Équation du barogramme de la montée d'un aéroplane. C. R. 155, 1488—1490, 1912.
- A. Betz.** Ein Beitrag zur Erklärung des Segelfluges. ZS. f. Flugtechn. u. Motorluftsch. Heft 21, 1912.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

- J. Kovacs, E. Wourtzet et H. E. Watson.** La densité et la composition de l'air. Arch. sc. phys. et nat. 117, 11, 451—453, 1912.

P. Dutoit. Comparaison entre la répartition des gaz dans l'atmosphère et la répartition des sels en dissolution dans l'eau de mer à différentes profondeurs. Arch. sc. phys. et nat. 117, 12, 564—565, 1912.

2 C₁. Lufttemperatur.

K. Joester. Die Temperaturverhältnisse im Oktober 1912 unter etwa 50° n. Br. Wetter 29, 12, 279, 1912.

2 C₂. Strahlung.

F. W. Very. Note on atmospheric radiation. Sill. J. 84, 204, 533—539, 1912. Note sur les mesures de l'insolation effectuées à Varsovie pendant l'éclipse du soleil de 17 avril 1912. (Du Bureau Mét. du Musée d'Industrie et d'Agricult. à Varsovie.) Extr. des C. R. de la Soc. Sc. de Varsovie, Cl. des Sc. math. nat. 1912, 5, 5. Warszawa 1912. (Polnisch.)

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

W. E. Hurd. Cyclonic storms and typhoons of the North Pacific Ocean. Washington, Met. Chart. North Pacific Ocean. 1913, January. Typhoon at Tonsang. London, Monthly Met. Chart. Ind. Ocean. 1913, January.

2 F. Wasserdampf.

Antonio Lo Surdo. Metodo grafico per l'osservazione delle nubi col nefoscopio a prospettiva. Cim. (6) 4, 442—458, 1912.

2 G. Niederschläge.

Jul. Donau. Über die quantitative Behandlung kleiner Niederschlagsmengen. Wien. Anz. Nr. 27, 494, 1912.
K. Goetse. Juniregen. Wetter 29, 12, 282—285, 1912.
Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in Millimetern im Oktober 1912. Karten-Beilage zu Wetter 29, 12, 1912.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

E. Wiechert. Les recherches sur l'électricité atmosphérique. Arch. sc. phys. et nat. 117, 11, 385—401, 1912.
Alfred Roschkott. Untersuchungen über Gewitter und Böen im Gebirge. Wien. Anz. Nr. 27, 494, 1912.

2 I. Meteorologische Optik.

Über die große atmosphärisch-optische Störung von 1912. Mitt. d. Vereins v. Freunden d. Astr. usw. 22, 10, 1912.
C. Gallissot. Contribution à l'étude de la scintillation. C. R. 155, 23, 1912.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

F. H. Bigelow. Thermodynamics of the earth's nonadiabatic atmosphere. Sill. J. 84, 204, 515—533, 1912.

2 M. Praktische Meteorologie.

Hermann Bongards. Warnungsdienst für Luftfahrer in den Jahren 1911 und 1912. *Wetter* 29, 12, 268—277, 1912.

Wilhelm Peppler. Ein Jahr synoptischer Pilot- und Fesselaufstiege (Schluß). *Wetter* 29, 12, 265—268, 1912.

R. Börnstein. Das deutsche Observatorium in Tsingtau. *Wetter* 29, 12, 286—288, 1912.

Meyermann. Einheitliches Sturmwarnungssystem für Ostasien. *Ann. d. Hydr.* 41, 1, 21—23, 1913.

Fortsetzung des Versuches mit den vollkommeneren Sturmsignalen an der deutschen Küste. *Ann. d. Hydr.* 41, 1, 66, 1913.

Verslag over de werking van den stormwaarschmoingsdienst gedurende het tijdrak van 1. April 1911 — 1. April 1912. „De Zee“ No. 12, 1912.

2 N. Kosmische Meteorologie.**2 O. Meteorologische Apparate.****2 P. Klimatologie.****3. Geophysik.****3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.****3 B. Theorien der Erdbildung.****3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).**

C. Runge. Wie kann man aus vier Sonnenhöhen die Besteckversetzung in der Zwischenzeit finden? *Ann. d. Hydr.* 41, 1, 24—32, 1913.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.**3 E. Vulkanische Erscheinungen.**

F. A. Perret. Volcanic vortex rings and the direct conversion of lava into ash. *Sill. J.* 84, 204, 579, 1912.

3 F. Erdbeben.

Monatliche Übersicht über die seismische Tätigkeit der Erdrinde nach den der Kaiserl. Hauptstation für Erdbebenforschung in Straßburg i. E. zugegangenen Nachrichten. September, Oktober, November, Dezember 1911. Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im November 1912. *Wien. Anz.* Nr. 27, 503, 1912.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.**3 H. Niveauveränderungen.****3 I. Orographie und Höhenmessungen.****3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.****3 L. Küsten und Inseln.**

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

- F. Nansen.** Das Bodenwasser und die Abkühlung des Meeres. Internat. Revue d. gesamt. Hydrobiolog. usw. 1912.
- G. Feruglio.** Le recenti ricerche sulla marea nell' oceano glaciale antartico. Rivista Marittima, Ottobre 1912.
- Spindler.** Zur Frage der Meeresströmungen. (In russ. Sprache.) Russ. Hydrogr. Denkschr. Lfrg. 34.
- B. Helland-Hansen and F. Nansen.** The sea west of Spitzbergen. The oceanographic observations of the Isachsen Spitzbergen Expedition in 1910. Videnskapsselskapet Skrifter J., math.-naturw. Kl., No. 12, 1912.
- Schlenzka.** Wissenschaftliche Forschungen auf der Ausreise S. M. S. „Möwe“ nach Südwestafrika im Jahre 1911 und Vermessungsarbeiten an der Küste des deutschen Schutzgebietes. Ann. d. Hydr. 41, 1, 1—20, 1913.
- Karl Hillebrand.** Die dynamische Theorie der Gezeiten auf einem Mac-laurinschen Ellipsoid. Wien. Anz. Nr. 27, 495, 1912.
- Rolf Witting.** Jahrbuch 1911, enthaltend hydrographische Beobachtungen in den Finland umgebenden Meeren. Finländische hydrographisch-biolog. Untersuch. Nr. 10. Helsingfors 1912.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.**3 O. Eis, Gletscher, Eiszelt.**

- T. G. B.** Movements of Glaciers. Nature 90, 2253, 490, 1913.
- H. T. Barnes.** Icebergs and their location in navigation. Washington, Met. Chart. North Atlant. Ocean. January 1913.
- Ice chart of the southern hemisphere 1902—1911. London, Monthly Met. Chart. Ind. Ocean, 1913.
- John Aitken.** The influence of icebergs on the temperature of the sea. Nature 90, 2254, 513—515, 1913.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel

für reine Physik

Richard Assmann

für kosmische Physik

12. Jahrg.

15. Februar 1913.

Nr. 3.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 3 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. Januar 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

M. Louis Cailletet. Lum. électr. (2) **21**, 52—53, 1913.

Marie Curie. Les prix Nobel en 1911, 65—66.

W. Schweydar. Sir George Howard Darwin. Die Naturwissenschaften **1**, 99—100, 1913.

Sur l'oeuvre de Henri Poincaré. Lum. électr. (2) **21**, 53—58, 1913.

Wilhelm Wien. Les prix Nobel en 1911, 63—64.

John Phin. A Lens or a Burning Glass? Nature **90**, 571—572, 1913.

J. W. Nicholson. The Relation of Airy's Integral to the Bessel Functions. Correction. Phil. Mag. (6) **25**, 200, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

A. Bestelmeyer. Zur Organisation des Physikalischen Anfänger-Praktikums. Phys. ZS. **14**, 83—84, 1913.

A. L. Clark. An electric heater and automatic thermostat. Proc. Amer. Acad. **48**, 599—605, 1913.

3. Maß und Messen.

V. Goldschmidt. Über Indikatoren zur mechanischen Gesteinsanalyse und spezifischen Gewichts-Bestimmung. Zentralbl. f. Min. 1913, 39—44.

J. L. Andreae. Eine Methode zur Dichtebestimmung fester Körper. ZS. f. phys. Chem. **82**, 109—114, 1913.

Jules Andrade. Recherches expérimentales sur le spiral cylindrique double. C. R. **156**, 56—58, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- L. A. Martin.** Text book of mechanics. Vol. 4. Applied statics. London, Chapman & H., 1913. (Preis 6 s. 6 d.)
- G. Koenigs.** Construction des centres de courbure et des plans principaux de l'enveloppe d'une surface solidaire d'un cylindre qui roule sans glisser sur un autre. C. R. 156, 54—56, 1913.
- Umberto Crudele.** Sui corpi di attrazione nulla. Lincei Rend. (5) 20 [2], 822—825, 1912.
- A. Korn.** Sur les potentiels d'un volume attirant dont la densité satisfait à l'équation de Laplace. O. R. 155, 1605—1607, 1912.
- Philip H. Ling.** On a Certain Integral of the Problem of Three Bodies. Phil. Mag. (6) 25, 157—163, 1913.
- Richard C. Tolman.** Non-Newtonian Mechanics. — Some Transformation Equations. Phil. Mag. (6) 25, 150—157, 1913.
- L. Silberstein.** Second Memoir on Quaternionic Relativity. Phil. Mag. (6) 25, 135—144, 1913.
- K. Kraft.** Über die Eigenschaften linearer Raum—Zeit-Transformationen. S.-A. Krak. Anz. (A) 1912, 952—968.
- E. Gehrcke.** Die gegen die Relativitätstheorie erhobenen Einwände. Die Naturwissenschaften 1, 62—66, 1913.
- M. Born.** Zum Relativitätsprinzip: Entgegnung auf Herrn Gehrckes Artikel „Die gegen die Relativitätstheorie erhobenen Einwände“. Die Naturwissenschaften 1, 92—94, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- H. Lorenz.** Näherungslösungen von Problemen der Elastizitätstheorie. Phys. ZS. 14, 71—74, 1913.
- P. F. Ward.** The Transverse Vibrations of a Rod of Varying Cross-Section. Phil. Mag. (6) 25, 85—106, 1913.
- A. Guillet.** Propriétés cinématiques fondamentales des vibrations. Conférences faites en 1911 aux candidats au certificat de physique générale. Notes de M. M. Aubert. 405 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913. (Preis 16 fr.) *
- O. M. Corbino.** The Double Refraction produced by the Distortions of Elastic Bodies according to Volterra's Theory. Nature 90, 540—541, 1913.
- Henry Morphy.** The Influence of Pressure on the Surface Friction of Ice. Phil. Mag. (6) 25, 133—135, 1913.
- J. M. Lohr.** The tensile strength of the copper-zinc alloys. Journ. phys. chem. 17, 1—25, 1913.

6. Hydromechanik.

- Henri Villat.** Sur l'écoulement des fluides pesants. C. R. 156, 58—61, 1913.
- A. H. Gibson.** The Stability of Flow of an Incompressible Viscous Fluid. Phil. Mag. (6) 25, 81—84, 1913.
- E. Laura.** Sopra le vibrazioni armoniche smorzate di una corpo elastico immerso in un fluido. Lincei Rend. (5) 21 [2], 756—761, 1912. Nota II ebenda S. 811—815.
- L. E. Bertin.** Calcul de l'augmentation du chargement ou de la vitesse obtenue par l'accroissement des dimensions d'un paquebot. O. R. 156, 19—25, 1913.

7. Kapillarität.

Petru Bogdan. Bemerkung über die Berechnungsweise der Kapillaritätskonstante. Die Regel von Eötvös-Ramsay. Der Kompressibilitätskoeffizient der Flüssigkeiten. ZS. f. phys. Chem. 82, 93—108, 1913.

8. Aeromechanik.

G. Eiffel. Sur la résistance des sphères dans l'air en mouvement. C. R. 155, 1597—1599, 1912.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

F. W. Clarke, T. E. Thorpe, W. Ostwald, G. Urbain. Jahresbericht des Internationalen Komitees der Atomgewichte für 1913. Ber. D. Chem. Ges. 46, 1—4, 1913.

Clarke, Thorpe, Ostwald, Urbain. Jahresbericht der internationalen Atomgewichtskommission für 1913. ZS. f. anorg. Chem. 79, 277—281, 1913.

Owen Louis Shinn. Das Atomgewicht des Palladiums. Journ. Amer. Chem. Soc. 84, 1448—1451, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 227.]

G. Hirschfeld Hansen. Über einen Zusammenhang zwischen den Atomvolumina der Elemente und ihrer Fähigkeit Komplexverbindungen zu bilden. ZS. f. anorg. Chem. 79, 322—326, 1913.

Wolfgang Ostwald. Die neuere Entwicklung der Kolloidchemie. Vortrag, gehalten auf der 84. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Münster i. W. 1912. 23 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopf, 1912. (Preis 1 M.) *

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

S. A. Shorter. On the Application of the Theory of Chemical Potential to the Thermodynamical Theory of Solutions. Part III. The Action of Gravity on a Solution. The Solute Potential. Extension of the Theory. Phil. Mag. (6) 25, 31—42, 1913.

F. Wirth. Über die Löslichkeit des Berylliumsulfats in Wasser und Schwefelsäure. ZS. f. anorg. Chem. 79, 357—359, 1913.

Fritz Wirth. Die Löslichkeit des Aluminium- und Eisensulfats in Schwefelsäure. ZS. f. anorg. Chem. 79, 360—364, 1913.

H. W. Bakhuis Roozeboom. Die heterogenen Gleichgewichte vom Standpunkte der Phasenlehre. Drittes Heft. Die ternären Gleichgewichte. Zweiter Teil: Systeme mit zwei und mehr Flüssigkeiten ohne Mischkristalle und ohne Dampf. Von F. A. H. Schreinemakers. (Deutsch von J. J. Deuss). Mit 148 in den Text gedruckten Abbildungen. XII u. 348 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg u. Sohn, 1913. (Preis 11 M.) *

- J. d'Ans und R. Siegler.** Die Löslichkeitsisothermen 25° der Erdalkalinitrate in Wasser—Alkoholgemischen. ZS. f. phys. Chem. 82, 35—44, 1918.
- Angelo Coppadoro.** Gli equilibrii nel sistema: chloruro di bario, nitrato di sodio, nitrato di bario, chloruro di sodio e aequa. Lincei Rend. (5) 21 [2], 842—850, 1912.
- J. M. Lohr.** The tensile strength of the copper-zinc alloys. Journ. phys. chem. 17, 1—25, 1913.
- F. A. H. Schreinemakers.** Die Partialdrucke ternärer Gemische. ZS. f. phys. Chem. 82, 56—58, 1913.
- U. Sborgi.** Sui borati. Sistema $B^2O^3-(NH^4)^2O-H^2O$ a 30°. Lincei Rend. (5) 21, 855—859, 1912.
- Ernst Jänecke.** Über reziproke Salzpaare und doppelternäre Salzmischungen. ZS. f. phys. Chem. 82, 1—34, 1913.
- F. A. H. Schreinemakers.** Der Quadrupelpunkt und die Tripelkurven in binären Systemen. ZS. f. phys. Chem. 82, 59—70, 1913.
- K. Jabłozyński.** Bildungsgeschwindigkeit von Niederschlägen. ZS. f. phys. Chem. 82, 115—121, 1913.
- Swen Odén und E. Ohlson.** Zur Kenntnis des reversiblen Koagulationsprozesses. ZS. f. phys. Chem. 82, 78—85, 1913.
- André Brochet.** Relation entre la conductivité des acides et leur absorption par la peau. C. R. 155, 1614—1617, 1912.
- Knud Estrup och E. Buch Andersen.** Studier over negativ Adsorption. Overs. Vidensk. Selsk. Forh. Kopenhagen 1912, 237—259.
- G. v. Hevesy und L. v. Putnoky.** Über die Diffusion des Urans. Phys. ZS. 14, 63—65, 1913.
- C. Paal und Christian Hohenegger.** Über die Adsorption des Acetylens durch Palladiumschwarz. Ber. D. Chem. Ges. 46, 128—132, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- E. Grimsehl.** Vorgänge bei der Elektrolyse. Phys. ZS. 14, 81, 1913.
- E. B. Rosa, G. W. Vinal and A. S. McDaniel.** The silver voltameter. III. Journ. Washington Acad. 8, 40—45, 1913.
- A. P. Laurie.** Voltaic Cells containing the same Salt dissolved in two Different Solvents. Faraday Society, Dec. 10, 1912. [Electrician 70, 672, 1912. [Chem. News 107, 26—28, 1913.]

4. Photochemie.

- Guillaume de Fontenay.** Action des encres sur la plaque photographique. C. R. 155, 1610—1612, 1912.
- Herbert E. Ives.** The present condition of color photography. Journ. phys. chem. 17, 41—46, 1913.
- Jean Bielecki et Victor Henri.** Étude quantitative de l'absorption des rayons ultraviolets par les acides gras et leurs éthers isomères. C. R. 155, 1617—1620, 1912.

5. Thermochemie.

- A. Berthoud.** Théorie de l'influence de la température sur la vitesse des réactions chimiques. Journ. chim. phys. 10, 573—597, 1912.
- Giuseppe Oddo und Anna Mannessier.** Phosphoroxychlorid als Lösungsmittel in der Kryoskopie und seine Anwendungen. 8. Mitteilung. ZS. f. anorg. Chem. 79, 281—291, 1913.

- J. de Boissoudy.** Sur l'équilibre d'un gaz en état de dissociation binaire. C. R. 156, 61—64, 1913.
- Georges Lemoine.** Vitesse de décomposition de l'eau oxygénée sous l'influence de la chaleur. Bull. soc. chim. (4) 18, 5—12, 1913.
- W. A. Bone.** Oberflächen-Verbrennung. Ber. D. Chem. Ges. 46, 5—28, 1913.
- F. Haber und R. Le Rossignol.** Über die technische Darstellung von Ammoniak aus den Elementen. ZS. f. Elektrochem. 19, 53—72, 1913.
- J. Taffanel et H. Dautriche.** Sur la détonation de la dynamite n° 1. C. R. 155, 1595—1596, 1912.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

- Ragnar Arpi.** Synthetische Studien über Dendritenstruktur, auf Metallographie und elektrische Entladungen angewendet. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik 8, Nr. 14, 11 S., 1912.
- Carl Benedicks.** Die Natur der elektrischen Kolloidsynthese. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik 8, Nr. 7, 31 S., 1912.
- Ch. Boulanger et G. Urbain.** Théorie de l'efflorescence. Influence de la grosseur du cristal. C. R. 155, 1612—1614, 1912.
- J. M. Lohr.** The tensile strength of the copper-zinc alloys. Journ. phys. chem. 17, 1—25, 1913.
- A. Berthoud.** Théorie de la formation des faces d'un cristal. Journ. chim. phys. 10, 624—635, 1912.
- O. Mügge.** Über die Größenordnung der Gravitations-Anisotropie in Kristallen. Zentralbl. f. Min. 1913, 33—39.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- M. Maclean.** Electricity and Its Practical Applications. XIV u. 492 S. London, Blackie and Son, Ltd., 1912 (?). (Preis 10 s. 6 d.) *
- W. Ramsay.** Elements and Electrons. IX u. 173 S. London and New York, Harper and Brothers, 1912. (Preis 2 s. 6 d.) *
- Richard C. Tolman.** Non-Newtonian Mechanics. — Some Transformation Equations. Phil. Mag. (6) 25, 150—157, 1913.
- Wien.** Zur Theorie der elektrischen Leitung in Metallen. Berl. Ber. 1913, 49.
- Lord Rayleigh.** The Correction to the Length of Terminated Rods in Electrical Problems. Phil. Mag. (6) 25, 1—9, 1913.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

- C. Christiansen.** Experimentalundersøgelser om gnidnings elektricitetens oprindelse. IV. Overs. Dansk. Vidensk. Selsk. Forh. 1912, 269—316.

3. Elektrostatik.

- G. L. Addenbrooke.** The properties of dielectrics in alternating-current fields (gutta-percha). Electrician 70, 673—676, 1913.

4. Maße und Meßinstrumente.

- A. Guillet et M. Aubert.** Théorie et mode d'emploi d'un nouvel électromètre absolu fondé sur l'action mutuelle d'un conducteur sphérique et d'un conducteur plan. Journ. de phys. (5) 2, 990—1006, 1912.
- Ch. Féry.** Sur un galvanomètre amorti à aimants mobiles. Soc. Franç. de Phys. Nr. 33, 3, 1912.
- Karl Schmiedel.** Zur Arbeitsmessung in Drehstromnetzen durch Zähler mit nur einem messenden System. Elektrot. ZS. 84, 53—55, 1913.

5. Apparate.

- B. Walter.** Ein Nebenschluß für Glimmlichtröhren. S.-A. Verh. D. Röntgen-Ges. 8, 1 S., 1912 (?).
- O. Dony-Henault.** Sur l'emploi de résistances de chrome métallique granulaire pour le chauffage électrique. C. R. 156, 66—68, 1913.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

- Wien.** Zur Theorie der elektrischen Leitung in Metallen. Berl. Ber. 1913, 49.
- Adalbert Wesely.** Über den Widerstand zwischen Metall und Kristall an ebenen Grenzflächen. III. Mitteilung. Phys. ZS. 14, 76—81, 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

- E. Bouty.** La polarisation diélectrique de la paroi et les mesures de cohésion diélectrique; le retard d'effluve. C. R. 156, 25—28, 1913.
- W. G. Royal-Dawson.** An Effect due to the Sudden Great Increase of Pressure. Nature 90, 569—570, 1913.
- George W. Todd.** Further Experiments on the Mobility of the Positive Ion at Low Pressures. Phil. Mag. (6) 25, 163—171, 1913.
- William Duane.** Die Wirkung eines Magnetfeldes auf Ionisationsströme. Le Radium 9, 342—347, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 209.]

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen.
Röntgenstrahlen.

- N. Bohr.** On the Theory of the Decrease of Velocity of Moving Elektrified Particles on passing through Matter. Phil. Mag. (6) 25, 10—31, 1913.
- Sten Rudberg.** Ist der Absorptionskoeffizient der Kathodenstrahlen von dem Kathodenmateriale abhängig? Arkiv för Mat., Astron. och Fysik 8, Nr. 3, 16 S., 1912.
- S. J. Plimpton.** The Recombination of Ions produced by Röntgen Rays. Phil. Mag. (6) 25, 65—81, 1913. Sill. Journ. (4) 85, 39—53, 1913.
- B. Walter.** Über die durch verschiedene Betriebsweise einer Röntgenröhre bewirkten Härteänderungen derselben. S.-A. Verh. D. Röntgen-Ges. 8, 92—99, 1912.
- M. Curie.** Conférence Nobel 11 décembre 1911. Les prix Nobel en 1911, 12 S.
- D. Isitani and K. Manabe.** Radioactivity of the Hot Springs of Kinosaki, Tazima. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) 6, 308—312, 1912.

- G. v. Hevesy.** Die Valenz der Radioelemente. *Phys. ZS.* **14**, 49—62, 1913.
- Kasimir Fajans.** Die Verzweigung der Radiumzerfallreihe. *S.-A. Verh. Naturhist.-Med. Ver. Heidelberg (N. F.)* **12**, Heft 2, 1912; Habilitationsschrift, Karlsruhe, 1912.
- F. C. Brown.** Evidence that sodium belongs to a radioactive series of elements. *Science (N. S.)* **37**, 72—75, 1913.
- F. C. Brown.** Über einen Beweis dafür, daß das Natrium einer radioaktiven Serie von Elementen angehört. *Le Radium* **9**, 352—355, 1912. [*Chem. Zentralbl.* 1913, **1**, 223.]
- L. Bianu und L. Wertenstein.** Über die Ionisation durch radioaktive Projektionen und durch die Sekundärstrahlen der α -Strahlen beim Polonium. *Le Radium* **9**, 347—352, 1912. [*Chem. Zentralbl.* 1913, **1**, 226—227.]
- E. Marsden and H. Richardson.** The Retardation of α Particles by Metals. *Phil. Mag. (6)* **25**, 184—193, 1913.
- J. Chadwick.** The Excitation of γ Rays by α Rays. *Phil. Mag. (6)* **25**, 193—197, 1913.
- D. C. H. Florance.** A Study of the Ionization produced by β and γ Rays at High Pressures. *Phil. Mag. (6)* **25**, 172—183, 1913.
- O. W. Richardson.** The Asymmetric Emission of Secondary Rays. *Phil. Mag. (6)* **25**, 144—150, 1913.
- G. v. Hevesy und L. v. Putnoky.** Über die Diffusion des Urans. *Phys. ZS.* **14**, 63—65, 1913.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- E. Holm.** Über Magnetismus und Molekularzustand. Erste Mitteilung. *Arkiv för Mat., Astron. och Fysik* **8**, Nr. 16, 59 S., 1912.
- E. Gumlich.** Magnetische Eigenschaften von Eisen—Kohlenstoff- und Eisen—Siliciumlegierungen. Vortrag, gehalten bei der Diskussion über die „Magnetischen Eigenschaften von Legierungen“ in der Sitzung der Faraday-Gesellschaft zu London am 23. April 1912. Mit mikrographischen Untersuchungen von P. Goerens. *S.-A. Ferrum* **10**, 33—44, 1912.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- John P. Dalton.** Note on the Energetics of the Induction Balance. *Phil. Mag. (6)* **25**, 56—60, 1913.
- E. Mathy.** Induction de deux courants circulaires parallèles coaxiaux. *Journ. de phys. (5)* **2**, 987—990, 1912.
- G. W. Worrall.** The physical theory of commutation. *Electrician* **70**, 715—718, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- H. Warfvinge.** Zur Theorie der sogenannten Löschfunkenwirkung in gekoppelten elektrischen Schwingungskreisen. *Arkiv för Mat., Astron. och Fysik* **8**, Nr. 13, 47 S., 1912.
- Gustav Eichhorn.** Über Stoßerregung elektrischer Schwingungen in der Radiotelegraphie und ihre Vorzüge. *Die Naturwissenschaften* **1**, 95—99, 1913.
- Karl Wolf.** Ausbreitung elektromagnetischer Wellen von einem Punkte oberhalb der Erdoberfläche. *Wien. Anz.* 1913, 17.
- E. Leimer.** Untersuchungen über Vorrichtungen, die als Antennen zum Empfang Hertzscher Wellen dienen können. *Elektrot. ZS.* **34**, 91, 1913.

- W. H. Eccles.** Resonance in wireless telegraphy. A Comparison between spark systems and continuous wave systems. *Electrician* 70, 669—671, 1913.

14. Elektro- und Magneto-optik. Lichtelektrizität.

- A. Cotton et Mouton.** Relation de la Biréfringence magnétique et de la constitution chimique. *Soc. chim. phys. Séance du 27 Novembre 1912.* [*Journ. chim. phys.* 10, 692—693, 1912.]
- F. Crose.** Nouvelles observations relatives au phénomène de Zeeman dans le spectre de l'hydrogène. *C. R.* 155, 1607—1610, 1912.
- Karl Körner.** Über die Ritzsche Theorie des Zeemaneffektes. 54 S. Diss. Berlin 1913.
- J. Robinson.** The Photoelectric Properties of Thin Films of Platinum. — Part. II. *Phil. Mag.* (6) 25, 115—132, 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

- S. B. McLaren.** The Theory of Radiation. *Phil. Mag.* (6) 25, 43—56, 1913.
- W. Wien.** Über die Gesetze der Wärmestrahlung. Nobel-Vortrag, gehalten am 11. Dezember 1911 in Stockholm. *Les prix Nobel en 1911*, 14 S.
- E. Warburg, G. Leithäuser, E. Hupka und C. Müller.** Über die Konstante c des Wien-Planckschen Strahlungsgesetzes. *Berl. Ber.* 1913, 35—43.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

- Silvanus P. Thompson.** The Trend of Geometrical Optics. *Proc. Phys. Soc. London* 24, 359—367, 1912.
- G. F. C. Searle.** Demonstration of Laboratory Apparatus and Experiments. *Proc. Phys. Soc. London* 24, 368—378, 1912.
- H. H. Rayner.** The Shape of Scales Required for Reflecting Instruments with Concave Mirrors. *Proc. Phys. Soc. London* 24, 449—457, 1912.
- Thomas Martin Lowry.** Some Points in the Use and Design of Refractometers. *Proc. Phys. Soc. London* 24, 400—404, 1912.
- Fred. Eugene Wright.** Oblique Illumination in Photographic Microscope Work. *Sill. Journ.* (4) 85, 63—82, 1913.
- Fred. Eugene Wright.** An improved vertical-illuminator. *Journ. Washington Acad.* 8, 14—16, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

- Silvanus P. Thompson.** The Trend of Geometrical Optics. *Proc. Phys. Soc. London* 24, 359—367, 1912.
- H. E. Merwin.** Media of high refraction for refractive index determinations with the microscope; also a set of permanent standard media of lower refraction. *Journ. Washington Acad.* 8, 35—40, 1913.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

- J. W. Gordon.** Diffraction Images. *Proc. Phys. Soc. London* 24, 422—448, 1912.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

O. M. Corbino. The Double Refraction produced by the Distortions of Electric Bodies according to Volterra's Theory. *Nature* **90**, 540—541, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

E. Warburg, G. Leithäuser, E. Hupka und C. Müller. Über die Konstante c des Wien-Planckschen Strahlungsgesetzes. *Berl. Ber.* 1913, 35—43.

W. W. Coblentz. The constants of spectral radiation of a uniformly heated enclosure or so-called black body. *Journ. Washington Acad.* **8**, 10—14, 1913.

A. Perot. Longueurs d'onde solaires et mouvements d'électrons. *Journ. de phys.* (5) **2**, 975—986, 1912.

Arrigo Mazzucchelli e Olga Greco d'Alceo. Spettri di assorbimento di alcuni sali uranilici. *Lincei Rend.* (5) **20** [2], 850—854, 1912.

H. Robitschek. Über das optische Verhalten zentrifugierter Goldhydrosohlen. *Wien. Ber.* **121** [2a], 1197—1212, 1912.

J. S. Dow and V. H. Mackinney. Some Recent Advances in the Measurement of Light and Illumination. *Proc. Phys. Soc. London* **24**, 405—416, 1912.

A. C. Jolley and A. J. Bull. The Measurement of Colour. *Proc. Phys. Soc. London* **24**, 417—421, 1912.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

Herbert E. Ives. Recent advances in our knowledge of cold light. *Journ. phys. chem.* **17**, 26—32, 1913.

F. Comte. Über die „chemisch-aktive Modifikation“ des Stickstoffs. *Phys. ZS.* **14**, 74—76, 1913.

8. Physiologische Optik.

Clifford C. Paterson and B. P. Dudding. Measurements and Notes on the Visibility of Point Sources of Ligh. *Proc. Phys. Soc. London* **24**, 379—399, 1912.

F. W. Edridge-Green. Light Perception and Colour Perception. *Nature* **90**, 543—544, 1913.

William de W. Abney. Researches in colour vision and the trichromatic theory. 432 S. London, Longmans, 1913. (Preis 21 s.) *

Otto Frhr. v. u. z. Aufseß. Das Sehen unter Wasser. Auszug aus einem am 25. Januar 1912 im bayerischen Landesfischerei-Verein in München gehaltenen Vortrag. *S.-A. Deutsche Alpenzeitung* 1913, Heft 1, 7 S.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

M. Born und Th. v. Kármán. Über die Verteilung der Eigenschwingungen von Punktgittern. *Phys. ZS.* **14**, 65—71, 1913.

Edmund Altenkirch. Reversible Absorptionsmaschinen. *ZS. f. d. ges. Kälte-Ind.* **20**, 1—9, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

- F. Y. Edgeworth.** A Variant Proof of the Distribution of Velocities in a Molecular Chaos. *Phil. Mag.* (6) **25**, 106—109, 1913.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

- George K. Burgess.** The present status of the temperature scale. Eighth International Congress of Applied Chemistry 1912. [*Journ. Washington Acad.* **3**, 21, 1913.]

- George K. Burgess.** A micropyrometer. *Journ. Washington Acad.* **3**, 7—10, 1913.

- Lyman J. Briggs.** A mechanical differential telethermograph and some of its applications. *Journ. Washington Acad.* **3**, 33—35, 1913.

- E. Warburg, G. Leithäuser, E. Hupka und C. Müller.** Über die Konstante c des Wien-Planckschen Strahlungsgesetzes. *Berl. Ber.* 1913, 35—43.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

- A. Leduc.** La loi de Guldberg et les états correspondants. *C. R.* **156**, 65—66, 1913.

- Wm. C. McC. Lewis.** Internal Pressure and Latent Heat of Liquids. *Phil. Mag.* (6) **25**, 61—65, 1913.

- Maurice Prud'homme.** Sur les densités au point critique. *Journ. chim. phys.* **10**, 636—639, 1912.

- Petru Bogdan.** Bemerkung über die Berechnungsweise der Kapillaritätskonstante. Die Regel von Eötvös-Ramsay. Der Kompressibilitätskoeffizient der Flüssigkeiten. *ZS. f. phys. Chem.* **82**, 93—108, 1913.

- A. Batschinski.** Die molekulare Assoziation der Flüssigkeiten. I. (Herrn D. Tyrer zur Erwiderung.) *ZS. f. phys. Chem.* **82**, 86—89, 1913.

- A. Batschinski.** Die molekulare Assoziation der Flüssigkeiten. II. *ZS. f. phys. Chem.* **82**, 90—92, 1913.

- Max Jakob, Osc. Knoblauch.** Recherches sur les propriétés de la vapeur d'eau. Von Armand Duchesne. Paris, H. Dunod & E. Pinat, 1911. 118 S. 4° mit 33 Fig. *ZS. d. Ver. d. Ing.* **56**, 1128—1129, 1912.

- F. Körber.** Schmelzkurven stabiler und instabiler Kristallformen. *ZS. f. phys. Chem.* **82**, 45—55, 1913.

- Henry Morphy.** The Influence of Pressure on the Surface Friction of Ice. *Phil. Mag.* (6) **25**, 133—135, 1913.

- R. Marcelin.** Sur le mécanisme de l'évaporation. *Journ. chim. phys.* **10**, 680—690, 1912.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

- Karl Scheel und Wilhelm Heuse.** Die spezifische Wärme von Helium und einigen zweiatomigen Gasen zwischen $+20$ und -180° . *Berl. Ber.* 1913, 44—48.

- W. F. G. Swann.** Note on the Conduction of Heat along a Pipe through which Gas is Flowing, in its Relation to Measurements of the Specific Heats of Gases. *Phil. Mag.* (6) **25**, 109—115, 1913.

Max Jakob, Osc. Knoblauch. Recherches sur les propriétés de la vapeur d'eau. Von Armand Duchesne. Paris, H. Dunod & E. Pinat, 1911. 118 S. 4° mit 33 Fig. ZS. d. Ver. d. Ing. 56, 1128—1129, 1912.

7. Wärmeleitung.

W. F. G. Swann. Note on the Conduction of Heat along a Pipe through which Gas is Flowing, in its Relation to Measurements of the Specific Heats of Gases. Phil. Mag. (6) 25, 109—115, 1913.

F. Eichbauer. Über die Wärmeableitung von Fußböden. S.-A. Gesundheitsingenieure 1912. Nr. 48, 4 S.

Heinrich Gröber. Der Wärmeübergang von strömender Luft an Rohrwandungen. Mitt. ü. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw. 130, 1—24, 1912.

Richard Poensgen. Ein technisches Verfahren zur Ermittlung der Wärmeleitfähigkeit plattenförmiger Stoffe. Mitt. ü. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw. 130, 25—40, 1912.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

C. L. Doolittle. The constant of aberration. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. *Science* **37**, 940, 35—36, 1913.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

The integrated spectrum of the milky way. *Nature* **90**, 2255, 551—552, 1913.

Frank Schlesinger. Spectrographic observations of Algol. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. *Science* **37**, 940, 34, 1913.

Frank C. Jordan. Spectrographic observations of ϕ Persei. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. *Science* **37**, 940, 34, 1913.

1 D. Die Sonne.

C. E. St. John. Pressure in the solar atmosphere. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. *Science* **37**, 940, 28, 1913.

Arthur Newton. The solar eclipse of April 16, 1912, as predicted and as observed. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. *Science* **37**, 940, 33, 1913.

Frederic Slocum. The attraction of sun-spots for prominences. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. *Science* **37**, 940, 31—32, 1913.

The sun's magnetic field. *Nature* **90**, 2255, 551, 1913.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A₁. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

G. Hellmann. Julius von Hann. Internationale Monatschrift für Wissenschaft, Kunst und Technik **7**, 1, 1—16, 1912.

Bericht über die erste Tagung der Strahlungskommission des Internationalen Meteorologischen Komitees in Rapperswyl bei Zürich 2. und 3. Sept. 1912. Zürich-Selnau, 1912. 4°. 22 S.

V. Bjerknes. Millimeter oder Millibar? *Met. ZS.* **29**, 12, 576—578, 1912.

A. Schmauss. Millimeter oder Millibar? *Met. ZS.* **29**, 12, 585—586, 1912.

- Wilh. Trabert.** Millimeter oder Millibar? *Met. ZS.* **29**, 12, 586—587, 1912.
- Geophysical Memoirs.** Vol. 1. Part. 1. Published by the Authority of the Meteorological Committee. London 1912. 4°. 61 S., 14 Tafeln. Ref.: R. Süring, *Met. ZS.* **29**, 12, 605, 1912.
- Geophysical Journal** 1911, comprising daily values of the meteorological and geophysical elements observed at the Central Observatory (Kew) Magnetic Observatory (Eskdale) and Western Observatory (Valencia) together with wind components at fixed hours at four anemograph stations at the Meteorological Office. London 1912. 4°. 4, 48 S. Ref. R. Süring: *Met. ZS.* **29**, 12, 604—605, 1912.
- P. Broounoff.** Quelques données sur le bureau météorologique du comité scientifique du ministère de l'agriculture. St. Petersburg (1912). 8°. 7 S.
- P. Broounoff.** Quelques considérations sur l'organisation du service météorologique dans les buts de l'agriculture. St. Pétersbourg 1912. 8°. 12 S.
- Chas. Harding.** The weather of 1912. *Nature* **90**, 2255, 555, 1913.
- Tavole meteorologiche, agosto-ottobre.** Specola di Brera. *Rendi. R. Ist. Lomb.* (2), **45**, 16—17, 837—842, 1912.

2 A 2. Erforschung der oberen Luftschichten.

- W. Köppen.** Ein Wort über die Beschlüsse der internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt. *Met. ZS.* **29**, 12, 578—580, 1912.
- W. H. Dines.** Further contributions to the investigation of the upper air, comprising vertical temperature distribution in the atmosphere over England with some remarks on the general and local circulation, and total and partial correlation coefficients between sundry variables of the upper air. With a preface by W. N. Shaw. *Geophys. Mem.* **1**, 1. London 1912. Ref. R. Süring: *Met. ZS.* **29**, 12, 605—606, 1912.
- V. F. Hess.** Messung der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Phys. ZS.* **13**, 21/22, 1084—1091, 1912.
- P. Gamba.** Risultati dei lanci di palloni-sonda effettuati nel R. Osservatorio geofisico di Pavia nel 1908. *Ann. dell' Uff. Centr. Met. e Geod. Ital.* (2) **21**, 3, 1899. Roma 1911. 4°. 4 Bl., 118 S. **32**, 1, 1910. Roma 1912. 4°. XVI, 302 S., 13 Taf., 80 S.
- W. van Bemmelen.** Über Ergebnisse neuer Ballonaufstiege zu Batavia. *Met. ZS.* **29**, 12, 589—590, 1912.

2 A 3. Luftfahrt und Flugwesen.

- G. H. Bryan.** A mathematician's lectures on Aeronautics. *Nature* **90**, 2255, 535—536, 1913. G. Greenhill: The dynamics of mechanical flight. Lectures delivered at the Imperial College of Science and Technology. March 1910 and 1911. Pp. III, 121. (London, Constable & Co., Ltd., 1912). Price 8 s. 6 d. net.
- W. König.** Über ein Instrumentarium zur Demonstration der Gesetze des Luftwiderstandes. *Phys. ZS.* **13**, 21/22, 1013—1017, 1912.
- Jos. Hofmann.** Die französische Flugdrachen-Ausstellung vom 26. Okt. bis 10. Nov. 1912. *Prometheus* **24**, 16, 241—247; 17, 257—261, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

- Francis Benedict.** The composition of the atmosphere with special reference to its oxygen content. Washington 1912. 8°. 2 Bl., 115 S., 1 Taf.
- C. V. B.** Tables of the weight of air. *Nature* **90**, 2256, 565, 1913.
- Ph. A. Guye, J. Kovacs, E. Wourtsel.** Über das spezifische Gewicht der atmosphärischen Luft zu Genf. *Met. ZS.* **29**, 594—595, 1912.

2 C₁. Lufttemperatur.

- Karl Jelinek.** Hundertjährige wahre Tagesmittel der Temperatur in Wien von 1775—1874. Wien 1912. 4°. 49 S. S.-A. Jahrbücher der k. k. Zentralanstalt für Met. u. Geod. Jahrg. 1910. Neue Folge. 47.
- J. v. Hann.** Der tägliche Gang der Temperatur in Tripolis. Met. ZS. 29, 12, 598—599, 1912.
- J. v. Hann.** Die niedrigste Jahrestemperatur der Erde. Met. ZS. 29, 12, 590—592, 1912.

2 C₂. Strahlung.

- J. Maurer.** Aus älteren und neueren Messungen der Sonnenstrahlung auf hochalpinen Stationen. Met. ZS. 29, 12, 562—569, 1912.
- Frank W. Very.** A high-level measurement of solar radiation. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. Science 37, 940, 36—37, 1913.
- R. Corless.** On the radiation records obtained in 1911 at South Kensington together with a comparison between them and the corresponding absolute observations of radiation made at Kew Observatory. Geophys. Mem. 1, 1. London 1912. Ref. R. Süring: Met. ZS. 29, 12, 606, 1912.
- Täglicher Sonnenschein in Rußland. Met. ZS. 29, 12, 603, 1912.

2 D. Luftdruck.

- W. J. Humphreys.** On the diurnal variations of atmospheric pressure. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. Science 37, 940, 28—29, 1913.

2 E. Winde und Stürme.

- v. J. Wind und Pflanzenwachstum. Prometheus 24, 16, 256, 1913.

2 F. Wasserdampf.**2 G. Niederschläge.**

- G. Hellmann.** Ergebnisse zehnjähriger Registrierungen des Regenfalles in Norddeutschland. Berlin, Behrend u. Co. 1912. 4°. 36 S. (Veröffentlichungen des Königl. Preuß. Met. Inst. Herausgegeben durch dessen Direktor G. Hellmann, Nr. 252, Abhandlungen 4, Nr. 6.) Preis 3 M.
- V. Monti.** Sul nubifragio a Napoli e dintorni il 23—24 ottobre 1910. Ann. dell' Uff. Centr. Met. e Geod. Ital. (2), 21, 8, 1899. Roma 1911. 4°. 4 Bl., 118 S. 32, 1, 1910. Roma 1912. 4°. XVI, 302 S. (3 Taf., 7 S.)
- W. W. Korhonen.** Ungewöhnlicher Schneefall in Finnland August 1912. Met. ZS. 29, 12, 598, 1912.
- J. Vallot.** Hagel und Raureif auf dem Montblanc. Met. ZS. 29, 12, 593—594, 1912.
- Giovanni Magrini.** Carta annuale delle piogge della regione veneta per il 1911. Ufficio Idrografico del R. Magistrato alle Acque Nr. 43. Venezia 1912.
- Niederschlagsbeobachtungen der Meteorologischen Stationen im Großherzogtum Baden. Jahrgang 1912. 1. Halbjahr. Karlsruhe 1912. 4°. 25 S. (Veröffentlicht von dem Zentralbureau f. Meteorologie und Hydrographie im Großherzogtum Baden.)

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

- D. Pacini.** Osservazioni di elettricità atmosferica eseguite in occasione del passaggio della cometa di Halley. Ann. dell' Uff. Centr. Met. e Geod. Ital. (2), 21, 3, 1899. Roma 1911. 4°. 4 Bl., 118 S. 32, 1, 1910. Roma 1912. 4°. XVI, 302 S., 13 Taf., 8 S.
- A. Baldit.** Über die elektrische Ladung des Regens in Puy-en-Velay. Met. ZS. 29, 12, 596—598, 1912.
- J. Letzmann.** Der jährliche Gang der Gewittertätigkeit in den Ostseeprovinzen. Dorpat 1912. 8°. S.-A. Sammlung von Arbeiten des Met. Obs. d. Kais. Univ. Jurjew. (Dorpat), S. 54—84, 1 Taf.
- Julien Loisel.** Les orages. Application des ondes Hertiennes à leur observation. Préface par Camille Flammarion. Paris, G. Thomas. 8°. VII. 120 S.
- B. Walter.** Stereoskopische Blitzaufnahmen. Phys. ZS. 13, 21/22, 1082—1084, 1912.

2 I. Meteorologische Optik.

- L. Weber und H. Borchardt.** Photometrische Beobachtungen während der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912. Kiel 1912. 8°. S.-A. Schriften des Naturw. Vereins f. Schleswig-Holstein 15, 2, 269—289.
- Frank Schlesinger.** Irregularities in atmospheric refraction. Fourteenth meeting of the astronomical and astrophysical society of America. August 27—31, 1912. Science 37, 940, 25—27, 1913.
- A. Wigand und E. Everling.** Über Form und Helligkeitsverteilung des Schattens bei einer partiellen Sonnenfinsternis, mit photographischen Aufnahmen des Ballonschattens. Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 15, 748—757, 1912.
- Alice Everett.** The halo in the ricefield and the spectre of the Brocken. Nature 90, 2256, 570—571, 1913.
- A. de Quervain-Zürich.** Merkwürdiger Himmelsanblick im Innern Grönlands im Sommer 1912. Met. ZS. 29, 12, 587, 1912.
- Die Trübung der Atmosphäre im Sommer zu Riga. Met. ZS. 29, 12, 588, 1912.
- J. Maurer.** Die atmosphärische Trübung. Met. ZS. 29, 12, 588, 1912.
- C. Dorno.** Über den Einfluß der gegenwärtigen atmosphärisch optischen Störung auf die Strahlungsintensitäten der Sonne und des Himmels, sowie auf die luftelektrischen Elemente. Met. ZS. 29, 12, 580—584, 1912.
- A. Stentzel.** Verstärkte optische Dämmerungsstörung. Astron. Korrespondenz 6, Nr. 11 a, 1912.
- G. C. Simpson.** Höfe und irisierende Wolken. Met. ZS. 29, 12, 603, 1912.

2 K. Synoptische Meteorologie.**2 L. Dynamische Meteorologie.**

- V. Bjerknes.** Dynamische Meteorologie und Hydrographie. Autorisierte deutsche Ausgabe der von der Carnegie Institution of Washington herausgegebenen Dynamic Meteorology and Hydrography. Erster Teil. Statik der Atmosphäre und der Hydrosphäre. Braunschweig, Friedr. Vieweg u. Sohn, 1912. 4°. 125, 36, 30, 22 S., mit einem Atlas von 60 Tafeln. Preis 36 M. *

2 M. Praktische Meteorologie.

- A. E. Douglass.** A method of approximating rainfall over long periods and some results of its application. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. Science 37, 940, 33—34, 1913.

Sul metodo di G. Guilbert per la previsione del tempo. Ann. dell' Uff. Centr. Met. e Geod. Ital. (2) 21, 3, 1899. Roma 1911. 4°. 4 Bl., 118 S. 32, 1, 1910. Roma 1912. 4°. XVI, 302 S., 13 Taf., 16 S.

Freybe. Wetterkartenatlas. Eine methodisch geordnete Sammlung von Wetterkarten mit erläuterndem Text. Berlin, Gea-Verlag (1912). 4°. 20 S., 20 Taf. Preis 1 M.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

W. von Kesslitz. Über die Messung der Lufttemperatur zur See. Met. ZS. 29, 12, 599—602, 1912.

2 P. Klimatologie.

P. Broounoff. Les cultures agricoles et le temps. Notice relative à l'adaptation des agriculteurs aux conditions climatiques. St. Pétersbourg 1912. 8°. 44 S.

W. Meinardus. Skizze des Klimas von Münster. Münster i. W. 1912. 4°. 8 S. S.-A. Festschrift zur 84. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte. Münster i. W. 1912.

Z. von Dalmady. Die klimatologische Berechnung der Schwüle. ZS. f. Balneol. 5, 14, 409—416, 1912.

J. N. Belfort Mattos. Dados climatologicos do anno de 1910. Secretaria du Agric. Comm. e Ollas Publ. do Estado de S. Paulo. Serviço Meteorologico (2), Nr. 17, 18, 19 e 20. S. Paulo 1912. 8°. 45 S., 17 Tabellen, 5 Tafeln.

F. Eredia. Studio sul clima di Roma. Ann. dell' Uff. Centr. Met. e Geod. Ital. (2) 21, 3, 1899. Roma 1911. 4°. 4 Bl., 118 S. 32, 1, 1910. Roma 1912. 4°. XVI, 302 S., 13 Taf., 104 S.

J. v. Hann. Zum Klima von Bochara. Met. ZS. 29, 12, 593, 1912.

Klima von Dornawatra und Temperatur von Ozerowitz. Met. ZS. 29, 12, 595—596, 1912.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

C. L. Doolittle. Results of latitude observations at the flower observatory from December 1904, to July 1911. Fourteenth meeting of the Astr. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. Science 37, 940, 35, 1913.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

P. Vujević-Belgrad. Die Temperaturen verschiedenartiger Bodenoberflächen. Met. ZS. 29, 12, 570—576, 1912.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

- H. Benndorf.** Über die Bestimmung von Azimut und scheinbarem Emergenzwinkel longitudinaler Erdbebenwellen. Wien. Anz. Nr. 2, 16, 1913.
- R. Spitaler.** Die Achsenschwankungen der Erde als Ursache der Auslösung von Erdbeben. Wien. Anz. Nr. 2, 15—16, 1913.
- S. Fujiwhara.** On the theory of the Shaw-Dines microbarograph. Tokyo 1912. S.-A. Journal of Met. Soc. of Japan. Sept. 1912, S. 49—61.
- G. W. Walker.** Graphical construction for the epicentre of an earthquake. Geophys. Mem. 1, 1. London 1912. Ref. R. Süring: Met. ZS. 29, 12, 606, 1912.
- F. Omori.** Verteilung der Schallwellen bei den Ausbrüchen des Asamayama. Met. ZS. 29, 12, 603—604, 1912.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

- A. Nippoldt.** Erdmagnetismus, Erdstrom und Polarlicht. 2. Aufl. Leipzig 1912. (Sammlung Götschen, Nr. 175.) kl. 8°. 142 S., 7 Taf. Preis 0,80 M. Ref. K. Schering: Met. ZS. 29, 12, 606, 1912.
- L. A. Bauer.** On the cause of the earth's magnetic field. Fourteenth meeting of the Astron. and Astrophys. Soc. of America. August 27—31, 1912. Science 87, 940, 27—28, 1913.
- W. Kölhörster.** Erdmagnetische, luftelektrische und lichtelektrische Messungen in Halle a. S., während der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912. Verh. d. D. Phys. Ges. 14, 15, 812—826, 1912.
- Tätigkeitsbericht des Magnetischen Meteorologischen Observatoriums zu Batavia 1911.** Met. ZS. 29, 12, 587—588, 1912.
- G. Bruel.** Déclinaisons observées en Afrique équatoriale française et essai de carte des isogones au janvier 1908. Paris 1912. 8°. S.-A. La Géogr. Bull. de la Soc. Géogr. 26, 4.
- L. Palazzo.** Alcune misure magnetiche eseguite nell' Est-Africa inglese e nella Somalia italiana. Ann. dell' Uff. Centr. Met. e Geod. Ital. (2) 21, 3, 1899. Roma 1911. 4°. 4 Bl., 118 S. 32, 1, 1910. Roma 1912. 4°. XVI, 302 S., 13 Taf., 37 S.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

- D. Pacini.** La radiazione penetrante sul mare. Ann. dell' Uff. Centr. Met. e Geod. Ital. (2) 21, 3, 1899. Roma 1911. 4°. 4 Bl., 118 S. 32, 1, 1910. Roma 1912. 4°. 2 Bl. XVI, 302 S., 13 Taf.
- E. Oddone.** Alcune osservazioni idrodinamiche su di un piccolo modello di mare Adriatico. Ann. dell' Uff. Centr. Met. e Geod. Ital. (2), 21, 3, 1899. Roma 1911. 4°. 4 Bl., 118 S. 32, 1, 1910. Roma 1912. 4°. XVI, 302 S., 13 Taf., 32 S.

M. W. Campbell-Hepworth. The effect of the Labrador current upon the surface temperature of the North Atlantic, and of the latter upon air temperature and pressure over the British Isles. *Geophys. Mem.* 1, 1. London 1912. Ref. R. Süring: *Met. ZS.* 29, 12, 605, 1912.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

Jahrbuch für die Gewässerkunde Norddeutschlands. Herausgegeben von der Preussischen Landesanstalt für Gewässerkunde. Abflußjahr 1910. Berlin, E. S. Mittler u. Sohn 1912. 4°. Allgemeiner Teil.

Osservazioni limnometriche, luglio-settembre, ottobre-novembre. *Rendi R. Ist. Lomb.* (2), 45, Nr. 16, 17, 18, S. 834—837, 900—901, 1912.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Primo saggio di nuove ricerche sui ghiacciai del Gran Paradiso. *Ann. dell' Uff. Centr. Met. e Geod. Ital.* (2), 21, 3, 1899. Roma 1911. 4°. 4 Bl., 118 S. (2), 82, 1, 1910. Roma 1912. 4°. XVI, 302 S., 13 Taf., 12 S.

J. W. Goldthwait. Glacial cirques near Mount Washington. *Sill. J.* 25, 205, 1—19, 1913.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel

für reine Physik

Richard Assmann

für kosmische Physik

12. Jahrg.

28. Februar 1913.

Nr. 4.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 4 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 14. Februar 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Emile Picard. Das Wissen der Gegenwart in Mathematik und Naturwissenschaft. Autorisierte deutsche Ausgabe mit erläuternden Anmerkungen von F. und L. Lindemann. IV u. 292 S. Berlin und Leipzig, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Wissenschaft und Hypothese XVI.) (Preis geb. 6 M.) *

Felix Auerbach. Die graphische Darstellung. Die Naturwissenschaften 1, 139—145, 159—164, 1913.

Martin Knapp. Prof. Dr. Karl Von der Mühl-His. Verh. Naturf. Ges. Basel 23, 1—5, 1912.

Ein altes Patent zur galvanischen Vergoldung von W. Siemens. Mitgeteilt von den „Quellenforschungen zur Geschichte der Technik und Naturwissenschaften“, Berlin-Friedenau. ZS. f. Elektrochem. 19, 151—152, 1913.

Friedrich Meurer. Eine neue Methode zur Analyse periodischer Kurven. Elektrot. ZS. 34, 121—123, 1913.

Hugo Krüß. Neue Wege und Ziele naturwissenschaftlicher Arbeit. Festvortrag gehalten bei der Feier des 75jährigen Bestehens des Naturwissenschaftlichen Vereins in Hamburg am 30. Nov. 1912. S.-A. Verh. Naturw. Ver. Hamburg (3) 20, 14—41, 1912.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Wilhelm Volkmann. Anleitung zu den wichtigsten physikalischen Schulversuchen. Mit 262 Abbildungen im Text. VII u. 266 S. Berlin, Verlag von Rudolf Mückenburger, 1912. (Preis geb. 7 M.) *

W. Bahrdt. Schülerübungen aus der Mechanik und der Wärmelehre. ZS. f. phys. Unterr. 26, 1—12, 1913.

- O. Bartenstein. Ein Apparat zur Demonstration des Flächensatzes. ZS. f. phys. Unterr. 26, 33, 1913.
- W. Weber. Weiteres zur Verwendung des Fahrrades im Physikunterricht. ZS. f. phys. Unterr. 26, 34—35, 1913.
- G. Lorenz. Neuer Schwungapparat zur Veranschaulichung der Höhenlage von an einem Hebel hängenden Gewichten. ZS. f. phys. Unterr. 26, 69, 1913.
- K. Schreiber. Ein handliches Mikromanometer. ZS. f. phys. Unterr. 26, 30—33, 1913.
- Ernst Beutel. Über ein Unterrichtsmodell des periodischen Systems der Elemente. ZS. f. phys. Unterr. 26, 13—19, 1913.
- Wilhelm Prandtl. Zwei Vorlesungsversuche über Diamant. Chem. Ber. 46, 216—217, 1913.
- W. W. Reed. Lowering of vapour pressure (A Simple Demonstration.) Chem. News 107, 64, 1913.
- Albin Lesky. Leitfähigkeit von Glas. ZS. f. phys. Unterr. 26, 36, 1913.
- R. Danneberg. Verwendung von kleinen Glühlampen zum Nachweis der Widerstandsänderung bei festen und flüssigen Körpern. ZS. f. phys. Unterr. 26, 35—36, 1913.
- Ad. Lindemann. Unterrichtsversuche zur Demonstration der Eigenschaften des Wechselstromes. ZS. f. phys. Unterr. 26, 19—26, 1913.
- Friedrich C. G. Müller. Die Verwendung des Le Chatelier-Pyrometers beim Unterricht. ZS. f. phys. Unterr. 26, 26—30, 1913.
- J. Kraus. Leucht- und Heizflamme. ZS. f. phys. Unterr. 26, 36, 1913.
- Paul Krüß. Neue Hilfsapparate für optische Demonstrationen. D. Mech.-Ztg. 1913, 1—6, 13—15.

3. Maß und Messen.

- Louis Bachelier. Les probabilités semi-uniformes. C. R. 156, 203—205, 1913.
- Otto Meißner. Über einen Fehlschluß bei der Ableitung des mittleren Fehlers. Astron. Nachr. 193, 39—42, 1912.
- P. Kempf. Über einen persönlichen Fehler beim Messen der Krümmung von Spektrallinien. Astron. Nachr. 193, 1—6, 1912.
- Fr. Kühnen. Der Komparator für Basisapparate im Geodätischen Institut zu Potsdam. ZS. f. Instrkde. 33, 1—9, 1913.
- Gustav Förster. Untersuchung zweier Teilkreise der Firmen G. Heyde und M. Hildebrand auf einem Wanschaffschen Teilkreisprüfer. ZS. f. Instrkde. 33, 10—19, 1913.
- R. Donald. Liquid Measurement by Drops. Roy. Soc., Jan. 16, 1913. [Chem. News 107, 59, 1913. [Nature 90, 612, 1913.]
- Schwartz et Villatte. Application d'une méthode optique de coïncidences à la transmission de l'heure. C. R. 156, 121—124, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- Rudolf Mewes. Theorie und Praxis der Großgasindustrie. 1. Bd., I. Hälfte. Geschichtliche Entwicklung der Prinzipien der Mechanik und Physik. Grundgesetze der Thermodynamik. Mit 95 Abbildungen, Diagrammen und Tabellen im Text und auf 6 Tafeln. Neue unveränderte Ausgabe. XX u. 403 S. Leipzig, Verlag von H. A. Ludwig Degener, ohne Jahreszahl. (Preis 12 M.)
- Max Planck. Das Prinzip der Erhaltung der Energie. Von der philosophischen Fakultät Göttingen preisgekrönt. 3. Aufl. XVI u. 278 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Wissenschaft und Hypothese VI.) (Preis geb. 6 M.)
- M. Gehroldt. Einwände gegen die Relativitätstheorie. Die Naturwissenschaften 1, 170, 1913.

- Émile Borel.** La théorie de la relativité et la cinématique. C. R. 156, 215—218, 1913.
- Hermann Friedmann.** Bemerkungen zur Relativitätstheorie. Öfvers. Finsk. Vetensk.-Soc. Förhandl. 55, Afd. A, Nr. 1, 19 S., 1912/13.
- Hermann Friedmann.** Über ein Prinzip, das dem Relativitätsprinzip äquivalent ist. Öfvers. Finsk. Vetensk.-Soc. Förhandl. 55, Afd. A, Nr. 6, 7 S., 1912/13.
- Felix Joachim de Wisniewski.** Zur Minkowskischen Mechanik. Ann. d. Phys. (4) 40, 387—390, 1913.
- Et. Delassus.** Les diverses formes du principe de D'Alembert et les équations générales du mouvement des systèmes soumis à des liaisons d'ordre quelconque. C. R. 156, 205—209, 1913.
- Signa Clelia Silvestri.** Sui moti stazionarii nel caso della Kowalevsky. Lincei Rend. (5) 22 [1], 18—23, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- Lucio Silla.** Sull' equilibrio dei corpi elastici isotropi. Nota I. Lincei Rend. (5) 22 [1], 12—18, 1913.
- Marcel Brillouin.** Caractères généraux des actions entre molécules. Ann. chim. phys. (8) 28, 48—77, 1913.
- Giuseppe Gianfranceschi.** L'errore di ortogonalità nella scrittura di moti periodici. Lincei Rend. (5) 22 [1], 24—30, 1913.
- Mesnager.** Sur un paradoxe des plaques rectangulaires uniformément chargées. C. R. 156, 209—210, 1913.
- P. Ludwik.** Ursprungsfestigkeit und statische Festigkeit, eine Studie über Ermüdungserscheinungen. ZS. d. Ver. d. Ing. 57, 209—213, 1913.

6. Hydromechanik.

- W. J. Harrison.** The Motion of Viscous Liquid due to Uniform and Periodic Motion Maintained over a Segment of an Infinite Plane Boundary. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 13—23, 1913.
- R. Grammel.** Nachtrag zu der Notiz: Über Schwingungen nach dem quadratischen Widerstandsgesetz. Phys. ZS. 14, 125, 1913.
- E. Fichot.** Sur la production des marées statiques de la deuxième sorte dans un océan répondant à une loi quelconque de profondeur. C. R. 156, 211—213, 1913.
- Cl. Schaefer und G. Frankenberg.** Über den Einfluß der Temperatur auf die turbulente Strömung. (Bemerkungen zu einer Arbeit des Herrn W. Sorkau.) Phys. ZS. 14, 89—93, 1913.
- Gustav Mie.** Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn W. Sorkau über Turbulenzreibung. Phys. ZS. 14, 93—95, 1913.
- C. Dazère.** Sur les tourbillons cellulaires isolés. C. R. 156, 218—220, 1913.
- J. Fischler.** Über molekulare Leitfähigkeit und innere Reibung in Gemischen von Methylalkohol bzw. Aceton mit Benzol und Nitrobenzol. ZS. f. Elektrochem. 19, 126—132, 1913.
- Albert Ernest Dunstan and Ferdinand Bernard Thole.** The Relation between Viscosity and Chemical Constitution. Part VI. Viscosity an Additive Function. Journ. Chem. Soc. 103, 127—133, 1913.
- Albert Ernest Dunstan, Thomas Percy Hilditch, and Ferdinand Bernard Thole.** The Relation between Viscosity and Chemical Constitution. Part VII. The Effect of the Relative Position of Two Unsaturated Groups on Viscosity. Journ. Chem. Soc. 103, 133—144, 1913.

7. Kapillarität.

John Aitken. Breath Figures. *Nature* **90**, 619—621, 1918.

W. B. Hardy. Influence of Chemical Constitution upon Interfacial Tension and upon the Formation of Composite Surfaces. *Roy. Soc.*, Jan. 16, 1913. [*Chem. News* **107**, 58, 1913.]

8. Aeromechanik.

Lord Rayleigh. Sur la résistance des sphères dans l'air en mouvement. *C. R.* **156**, 109—110, 1913.

F. Siebenmann. Einige neuere gegen die Helmholtzsche Hörtheorie vorgebrachte Einwände und deren experimentelle Widerlegung. *Verh. Naturf. Ges. Basel* **23**, 22—27, 1912.

II. Akustik.**1. Physikalische Akustik.**

(Vgl. auch I, 5.)

2. Physiologische Akustik.

Aristide Fiorentino. Nuove esperienze sul problema delle vocali. Influenza della tonalità. *Cim.* (6) **5**, 61—72, 1913.

F. Lindig. Neue Beiträge zur Resonanztheorie des Hörens. *Die Naturwissenschaften* **1**, 107—109, 1913.

Marage. Action sur les centres auditifs de vibrations sonores complexes et intermittentes. *C. R.* **156**, 155—158, 1913.

III. Physikalische Chemie.**1. Allgemeines.**

Alois Bilecki. Periodisches System und Atomgewichte. *ZS. f. phys. Chem.* **82**, 249—252, 1913.

Gregory P. Baxter and Charles Ruglas Hoover. Revision of the Atomic Weight of Iron. V. Analysis of Ferric Oxide. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **34**, 1657—1669, 1912. [*Journ. Chem. Soc.* **104**, Abstr. II, 55—56, 1913.]

Gregory P. Baxter and Charles J. Moore. Revision of the Atomic Weight of Phosphorus. III. Analysis of Phosphorus Trichloride. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **34**, 1644—1657, 1912. [*Journ. Chem. Soc.* **104**, Abstr. II, 43, 1913.]

Stefan Meyer. Notiz zu dem neuesten Wert für das Atomgewicht des Radiums. *Phys. ZS.* **14**, 124—125, 1913.

D. M. Lichty. Über einige physikalische Konstanten von Schwefeltrioxyd; Schmelz- und Siedepunkt; Dichte, Ausdehnungskoeffizient und Molekulargewichte. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **34**, 1440—1448, 1912. [*Chem. Zentralbl.* 1913, **1**, 376—377.]

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Adolf Heydweiller. Einige optische Ionenkonstanten. *S.-A. Sitzungsber. u. Abh. naturf. Ges. Rostock (N. F.)* **4**, 10 S., 1912.

- William Robert Bousfield.** Ionisation and the Law of Mass-Action. Chem. Soc. London, Jan. 23, 1913. [Chem. News 107, 67, 1913.]
- Otto Ruff.** Über das System Eisen—Kohlenstoff. ZS. f. Elektrochem. 19, 133, 1913.
- T. Nanty.** Étude de quelques équilibres entre le bicarbonate de potassium et les sels de magnésium, nickel et cobalt (suite). Ann. chim. phys. (8) 28, 77—208, 1913.
- Günther Schulze.** Bestimmung des Dissoziationsgrades von geschmolzenem Chlorsilber und Bromsilber. ZS. f. Elektrochem. 19, 122—126, 1913.
- J. Y. Buchanan.** Experimental Researches on the Specific Gravity and the Displacement of some Saline Solutions. Trans. Roy. Soc. Edinburgh 49, 1—225, 1912.
- Edgar P. Perman and Tudor W. Price.** Vapour-Pressure of Concentrated Aqueous Solutions. Trans. Faraday Soc. 8, 68—85, 1912. [Journ. Chem. Soc. 104, Abstr. II, 20, 1913.]
- Ch. Boulanger et G. Urbain.** Théorie de l'efflorescence des hydrates salins. Influence de la température. C. R. 156, 135—137, 1913.
- J. Fischler.** Über molekulare Leitfähigkeit und innere Reibung in Gemischen von Methylalkohol bzw. Aceton mit Benzol und Nitrobenzol. ZS. f. Elektrochem. 19, 126—132, 1913.
- E. Warburg.** Über die Diffusion von Metallen in Glas. Ann. d. Phys. (4) 40, 327—384, 1913.
- Günther Schulze.** Versuche über die Diffusion von Silber in Glas. Ann. d. Phys. (4) 40, 335—367, 1913.
- J. J. van Laar.** Zur Theorie des osmotischen Druckes. ZS. f. phys. Chem. 82, 223—224, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- Ernst Cohen.** Der Einfluß hohen Druckes auf die Gültigkeit des ersten Faradayschen Gesetzes. ZS. f. Elektrochem. 19, 132—133, 1913.
- U. Sborgi.** Über das anodische Verhalten des Urans. ZS. f. Elektrochem. 19, 115—117, 1913.
- J. Guyot.** Sur les différences de potentiel de contact apparentes entre un métal et des solutions électrolytiques. C. R. 156, 220—222, 1913.
- Richard Ambronn.** Über die elektrische Leitfähigkeit von Glas und Bergkristall. Phys. ZS. 14, 112—118, 1913.
- S. W. J. Smith and H. Moss.** The Resistance of Electrolytes. Phys. Soc., Jan. 24, 1913. [Chem. News 107, 69, 1913. [Nature 90, 637, 1913.]
- W. S. Tucker.** The Electrical Conductivity and Fluidity of Strong Solutions. Phys. Soc., Jan. 24, 1913. [Chem. News 107, 69—70, 1913. [Nature 90, 637, 1913.]
- J. Fischler.** Über molekulare Leitfähigkeit und innere Reibung in Gemischen von Methylalkohol bzw. Aceton mit Benzol und Nitrobenzol. ZS. f. Elektrochem. 19, 126—132, 1913.
- Prafulla Chandra Ray and Nilratan Dhar.** Equivalent Conductivity and Ionisation of Nitrites. Journ. Chem. Soc. 103, 10—18, 1913.
- Alexander C. Cumming.** The Elimination of Potential due to Liquid Contact. II. A Simple Equation for the Calculation of the Diffusion Potential. Trans. Faraday Soc. 8, 86—93, 1913. [Journ. Chem. Soc. 104, Abstr. II, 14—15, 1913.]
- Alexander P. Roshdestwensky and William C. McC. Lewis.** Electrocapillary Pulsation of a Mercury Meniscus. Trans. Faraday Soc. 8, 220—231, 1912. [Journ. Chem. Soc. 104, Abstr. II, 13, 1913.]
- Emil Hene.** Über den Chemismus der Stickoxydbildung im Hochspannungsbogen. 49 S. Diss. Techn. Hochschule Berlin 1912.

4. Photochemie.

- Marcel Boll.** Relation entre la vitesse d'une réaction photochimique et l'énergie rayonnante incidente. C. R. 156, 138—140, 1913.
- Victor Henri et René Wurmser.** Loi d'absorption photochimique élémentaire. C. R. 156, 230—233, 1913.
- Daniel Berthelot et Henri Gaudechon.** Action des rayons ultraviolets moyens et extrêmes sur l'aldéhyde éthylique: acidification, polymérisation, résinification. C. R. 156, 233—236, 1913.

5. Thermochemie.

- Jacques Duclaux.** Sur les éléments d'énergie. C. R. 156, 142—144, 1913.
- G. Tammann.** Zur atomistischen Theorie des Polymorphismus. ZS. f. phys. Chem. 82, 172—200, 1913.
- E. Briner et Boubnoff.** Réactions chimiques dans les gaz comprimés: étude de la décomposition de l'oxyde d'azote. C. R. 156, 228—230, 1913.
- Albert Colson.** Sur la valeur de la loi des actions des masses. Bull. soc. chim. (4) 18, 51—60, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

- Walter Wahl.** Optical Investigation of Solidified Gases. II. The Crystallographic Properties of Hydrogen and Oxygen. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 61—69, 1913.
- John Johnston and L. H. Adams.** On the density of solid substances, with especial reference to permanent changes produced by high pressures. Chem. News 107, 55—58, 64—65, 1913.
- John Johnston.** On the density of solid substances, with especial reference to permanent changes produced by high pressures. Chem. News 107, 64—65, 1913.
- Heinrich Löwy.** Die Interferenz der Röntgenstrahlen und die Sichtbarkeit des kristallographischen Raumgitters. Die Naturwissenschaften 1, 105—107, 1913.
- A. L. W. E. van der Veen.** Die Symmetrie des Diamanten. ZS. f. Krist. 51, 545—590, 1913.
- Nicolas Czako.** Sur les alliages d'aluminium avec le vanadium. C. R. 156, 140—142, 1913.
- W. Berek.** Trigonometrische Beziehungen zwischen den Orientierungen der optischen Achsen, der optischen Symmetrieachsen sowie der Polarisationsrichtungen auf beliebigen Flächen zweiachsiger inaktiver Kristalle. Neues Jahrb. f. Min. 35, Beil.-Bd. 221—240, 1913.
- Paul Gaubert.** Sur quelques composés de la cholestérine donnant des cristaux liquides. C. R. 156, 149—151, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- J. Kunz.** Détermination théorique de la variation de la masse de l'électron en fonction de la vitesse. Arch. sc. phys. et nat. (4) 35, 28—39, 1913.
- P. Lenard.** Über Elektrizitätsleitung durch freie Elektronen. Sitzungsber. Heidelberger Akad. Math.-naturw. Kl. Abt. A. Math.-phys. Wiss. 1913, 1. Abh., 13 S.
- W. Lenz.** Über Potential und Spannung. Archiv f. Elektrot. 1, 383—393, 1913.
- A. Rotth.** Grundlagen der Elektrotechnik. IV u. 126 S. Leipzig, Verlag von B. G. Teubner, 1912. (Aus Natur u. Geisteswelt, 391. Bd.) (Preis geb. 1,25 M.)

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

- Herbert Conrad.** Über die Natur des Voltaeffekts. Wien. Anz. 1913, 20.
C. Christiansen. Elektrizitätserregung beim Zerspritzen von Flüssigkeiten (Balloelektrizität.) Zweiter Teil. Ann. d. Phys. (4) 40, 233—248, 1913.

3. Elektrostatik.

- Paul L. Mercanton.** Ébranlements mécaniques et résidu diélectrique. Arch. sc. phys. et nat. (4) 35, 48—56, 1913.
Karl Willy Wagner. Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 45—46, 1913.
A. Occhialini e E. Bodareu. La costante dielettrica dell' aria fino a 200 atmosfere. Cim. (6) 5, 15—40, 1913.

4. Maße und Meßinstrumente.

- M. La Rosa.** Un elettroscopio a torsione per misure di radioattività. Cim. (6) 5, 50—60, 1913.
M. Dolivo-Dobrowolsky. Über Verwendung von Eisen in elektrischen Meßinstrumenten. Elektrot. ZS. 34, 113—116, 1913.
Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Nr. 76. Elektrot. ZS. 34, 147—148, 1913.

5. Apparate.

- W. Hüter.** Der Phasenfaktor von Rheostatenwiderständen mittlerer Größe. Ann. d. Phys. (4) 40, 381—386, 1913.
Paul Kalisch. Beiträge zur Berechnung der Zugkraft von Elektromagneten. Experimenteller Teil. Arch. f. Elektrot. 1, 394—415, 1913.
E. J. Brunswick. Prédétermination des caractéristiques des dynamos à courant continu. C. R. 156, 223—225, 1913.
W. Tchudy. Einfluß der Kurvenform auf den Wirkungsgrad eines Quecksilberdampf-Gleichrichters. Arch. f. Elektrot. 1, 415—422, 1913.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.**8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.**

(Vgl. auch III, 3.)

- Richard Ambronn.** Über die elektrische Leitfähigkeit von Glas und Bergkristall. Phys. ZS. 14, 112—118, 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

- Gordon S. Fulcher.** Spectra of low potential discharges in air and hydrogen. Astrophys. Journ. 87, 60—71, 1913.
J. Franck und G. Hertz. Messung der Ionisierungsspannung in verschiedenen Gasen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 34—44, 1913.
A. Perot. Sur le mouvement des centres lumineux dans les tubes à hydrogène. C. R. 156, 132—135, 1913.
A. Wehnelt. Die Stromverteilung an Kathoden von Entladungsröhren. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 47—52, 1913.

- A. Occhialini e E. Bodareu.** La costante dielettrica dell' aria fino a 200 atmosfere. *Cim.* (6) 5, 15—40, 1913.
- Edmond Banderet.** Sondenmessungen über Anoden- und Kathodenfall im Metalllichtbogen. *Verh. Naturf. Ges. Basel* 28, 28—56, 1912.
- Hans Schmidt.** Über das Leuchten und die ionisierende Wirkung inaktiver, mit Phosphordampf gesättigter Gase. *Phys. ZS.* 14, 120—123, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

- J. Stark.** Bogen- und Funkenlinien (ein- und mehrwertige Linien) in den Kanalstrahlen. *Phys. ZS.* 14, 102—109, 1913.
- F. Horton.** Positive Ionisation Produced by Platinum and by certain Salts when Heated. *Roy. Soc.*, Jan. 16, 1913. [*Chem. News* 107, 58—59, 1913. [*Nature* 90, 612, 1913.
- D. M. Shaw.** Emission of Particles by Heated Metals. *Nature* 90, 594, 1913.
- J. Crosby Chapman.** A Comparison of the Spectra of Fluorescent Röntgen Radiations. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 88, 24—37, 1913.
- H. Moseley, C. G. Darwin.** The Reflection of the X-Rays. *Nature* 90, 594, 1913.
- Heinrich Löwy.** Die Interferenz der Röntgenstrahlen und die Sichtbarkeit des kristallographischen Baumgitters. *Die Naturwissenschaften* 1, 105—107, 1913.
- H. Sieveking.** Über den jetzigen Stand der Forschung über Radioaktivität. *Die Naturwissenschaften* 1, 129—133, 1913.
- Alexander Fleck.** The Chemical Nature of some Radioactive Disintegration Products. *Chem. Soc. London*, Jan. 23, 1913. [*Chem. News* 107, 68, 1913.
- L. Dupare, R. Sabot et M. Wunder.** Sur quelques minéraux radioactifs de Madagascar. *C. R. Soc. de phys. de Genève. Séance du 21 nov.* 1912. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) 35, 77—80, 1913.
- Alexander Zaroubine.** Das Gesetz der Superposition und neue Experimente über Dielektrika, die von Becquerelstrahlen ionisiert werden. *Le Radium* 9, 385—395, 1912. [*Chem. Zentralbl.* 1913, 1, 372.
- Alexander S. Russell.** The periodic system and the radio-elements. *Chem. News* 107, 49—52, 1913.
- Stefan Meyer.** Notiz zu dem neuesten Wert für das Atomgewicht des Radiums. *Phys. ZS.* 14, 124—125, 1913.
- Costanzo.** Sur l'occlusion des produits du radium. *C. R.* 156, 126—127, 1913.
- G. Eckmann.** Über den Mechanismus der Aktivierung in Radiumemanation. 41 S. Diss. Heidelberg 1912. [*Beibl.* 37, 176—178, 1913.
- Alexander S. Russel.** The Penetrating Power of the γ -Rays from Radium C. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 88, 75—82, 1913.
- Paolo Rossi.** Comportamento dell' uranio X rispetto agli usuali metodi di separazione elettrochimica. *Cim.* (6) 5, 5—14, 1913.
- M. La Rosa.** Sul mutamento dell' attività di un campione di nitrato di uranio. *Cim.* (6) 5, 73—82, 1913.

II. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- Pietro Senepa.** Sur les forces thermomagnétiques des métaux. *Arch. sc. phys. et nat.* (4) 35, 57—63, 1913.
- G. Vallauri.** Su l'applicazione della teoria del Weiss al calcolo del lavoro di isteresi nelle sostanze ferromagnetiche. *Cim.* (6) 5, 41—46, 1913.
- G. Vallauri.** Zur Weiss'schen Theorie der Hysteresis der ferromagnetischen Substanzen. *Phys. ZS.* 14, 118—120, 1913.
- E. Gumlich und W. Rogowski.** Die magnetische Prüfung von Eisenblech. *Elektrot. ZS.* 34, 146—147, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- Karl Willy Wagner.** Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 45—46, 1913.
- Hans Alterthum.** Über den Halleffekt bei tiefen Temperaturen. Nachtrag. Ann. d. Phys. (4) 40, 391—392, 1913.
- A. A. Campbell Swinton.** An Electrical Phenomenon. Nature 90, 621, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- Heinrich Frhr. Rausch v. Traubenberg.** Beiträge zur Strahlung und zur Energieverteilung beim elektrischen Entladungsfunken hoher Frequenz. Göttinger Habilitationsschrift. Ann. d. Phys. (4) 40, 249—280, 1913.
- W. Romanoff.** Über selektive Absorption elektromagnetischer Wellen. Ann. d. Phys. (4) 40, 281—296, 1913.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

- W. Voigt.** Über die anormalen Zeemaneffekte der Wasserstofflinien. Ann. d. Phys. (4) 40, 368—380, 1913.
- G. Reboul.** Der Hertz-Hallwachssche Effekt und die Absorption des Lichtes. Le Radium 9, 400—404, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 374.]
- H. Stanley Allen.** The Photoelectric Behaviour of Iron in the Active and Passive State. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 70—74, 1913.
- Erich Marx.** Erwiderung an Herren Franck und Pohl auf ihre gemeinsam mit Herrn Pringsheim veröffentlichte Erwiderung. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 53—56, 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.**1. Allgemeines.**

- Peter Lebedew.** Die Druckkräfte des Lichtes. Zwei Abhandlungen. Herausgegeben von P. Lasareff. Mit 25 Figuren und 1 Bildnis. 58 S. Leipzig, Verlag von Wilhelm Engelmann, 1913. (Ostwalds Klassiker, Nr. 188.) (Preis geb. 1,80 M.)
- Jacques Duclaux.** Sur les éléments d'énergie. C. R. 156, 142—144, 1913.
- H. B. Keene.** A Determination of the Radiation Constant. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 49—60, 1913.
- R. A. Millikan.** Atomic theories of radiation. Address of the vice-president and chairman of Section B-Physics-American Association for the Advancement of Science, Cleveland, December, 1912. [Science (N. S.) 37, 119—133, 1913.]
- Marcel Brillouin.** Sur la théorie du rayonnement noir. C. R. 156, 124—126, 1913.
- M. La Rosa.** Sopra una esperienza di confronto fra la teoria della relatività e le concezioni meccaniche sulla emissione della luce. Cim. (6) 5, 47—49, 1913.
- Guy Barlow.** On a New Method of Measuring the Torque Produced by a Beam of Light in Oblique Refraction through a Glass Plate. Roy. Soc., Jan. 16, 1913. [Chem. News 107, 58, 1913. [Nature 90, 612, 1913.]

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

- Pierre Weiss et R. Fortrat.** Le spectrographe à prismes de l'école polytechnique de Zürich. Arch. sc. phys. et nat. (4) 35, 5—27, 1913.
- Adrien Guébbard.** Sur la possibilité théorique d'un dispositif réversible pour la reconstitution automatique des couleurs naturelles en projection. C. R. 156, 127—129, 1913.

- André Callier.** Über eine neue Prismenform mit gekrümmten Flächen. ZS. f. Instrkde. **33**, 22—24, 1913.
P. G. Nutting. Ein neues Präzisionskolorimeter. ZS. f. Instrkde. **33**, 20—22, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

- Clive Cuthbertson and Maude Cuthbertson.** On the Refraction and Dispersion of the Halogens, Halogen Acids, Ozone, Steam, Oxides of Nitrogen and Ammonia, and on the Causes of the Failure of the Additive Law. Roy. Soc., Jan. 16, 1913. [Chem. News **107**, 59, 1913. [Nature **90**, 612, 1913.]
W. S. Gripenberg. Der Brechungsindex des kristallinen Selen. Phys. ZS. **14**, 123—124, 1913.
Adolf Heydweiller. Einige optische Ionenkonstanten. S.-A. Sitzungsber. u. Abh. naturf. Ges. Rostock (N. F.) **4**, 10 S., 1912.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

- P. Zeeman.** Über die Polarisation, die dem Lichte infolge Durchganges durch den Spalt eines Spektroskops aufgezwungen wird, und über einige aus ihr entstehende Fehler. (On the polarization impressed upon light by traversing the slit of a spectroscopy and some errors resulting therefrom.) Phys. ZS. **14**, 95—97, 1913.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationssebene.

- K. Försterling und V. Freedericksz.** Die optischen Konstanten einiger Metalle im Ultrarot. Ann. d. Phys. (4) **40**, 201—232, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

- H. Pettersson.** Zur Theorie der Molekularstöße. Phys. ZS. **14**, 109—112, 1913.
H. B. Keene. A Determination of the Radiation Constant. Proc. Roy. Soc. London (A) **88**, 49—60, 1913.
F. Goos. Standard wave-length in the arc spectrum of iron, reduced to the international unit. II. From λ 5328 to λ 6495. Astrophys. Journ. **87**, 48—59, 1913.
A. Fowler. Observations of the Principal and other Series of Lines in the Spectrum of Hydrogen. Monthl. Not. Roy. Astron. Soc. **78**, 62—71, 1912.
Gordon S. Fulcher. Spectra of low potential discharges in air and hydrogen. Astrophys. Journ. **87**, 60—71, 1913.
J. Stark. Bogen und Funkenlinien (ein- und mehrwertige Linien) in den Kanalstrahlen. Phys. ZS. **14**, 102—109, 1913.
Thomas Ralph Merton. The Photography of Absorption Spectra. Journ. Chem. Soc. **103**, 124—127, 1913.
Edward Charles Cyril Baly and Francis Owen Rice. Chemical Reactivity and Absorption. Part II. The Variation of Absorption with Concentration. Journ. Chem. Soc. **103**, 91—97, 1913.
Thomas Ralph Merton. The Form of Extinction Curves; Cobalt Nitrate Solutions. Chem. Soc. London, Jan. 23, 1913. [Chem. News **107**, 67, 1913.]
W. Romanoff. Über selektive Absorption elektromagnetischer Wellen. Ann. d. Phys. (4) **40**, 281—296, 1913.
A. R. Brown. The absorption of light by inorganic salts. Roy. Soc. Edinburgh, Jan. 6, 1913. [Nature **90**, 638, 1913.]

- Arrigo Mazzucchelli e Olga Greco d'Alceo.** Spettri di assorbimento di alcuni sali uranilici. *Lincei Rend.* (5) **22**, 41—43, 1913.
- Fabry et Buisson.** L'absorption atmosphérique dans l'extrémité ultra violette du spectre solaire. *Soc. Franç. de Phys.* Nr. 35, 7—8, 1913.
- C. M. Stubbs.** A spectro-photometric comparison of the emissivity of solid and liquid copper and of liquid silver at high temperatures with that of a full radiator. *Roy. Soc. London*, Jan. 13, 1913. [*Nature* **90**, 636, 1913.]
- Chas. M. Rousseau.** The analysis of light. *A Force of Nature.* 35 S. San Francisco 1913.
- William Edward Barrows.** Light, Photometry and Illumination. IX u. 335 S. New York, McGraw-Hill Book Company, 1912. *

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

- Hans von Liebig.** Die J. Starksche Fluoreszenztheorie. *ZS. f. Elektrochem.* **19**, 117—122, 1913.
- Hans Schmidt.** Über das Leuchten und die ionisierende Wirkung inaktiver, mit Phosphordampf gesättigter Gase. *Phys. ZS.* **14**, 120—123, 1913.
- H. Ley und W. Fischer.** Lichtabsorption und Fluoreszenz aliphatischer Säureimide. (Fluoreszenz-Erscheinungen bei nicht-aromatischen Verbindungen. I.) *Chem. Ber.* **46**, 327—335, 1913.
- Thomas Cunningham Porter.** The Character and Cause of the Blue Fluorescence which Develops in Alkaline Solutions containing Quinol Sulphite on Exposure to the Air. *Chem. Soc. London*, Jan. 23, 1913. [*Chem. News* **107**, 67, 1913.]

8. Physiologische Optik.

- O. Lummer.** Stäbchensehen in klarer Sternennacht. (Stäbchenweißer Sternenglanz.) *Phys. ZS.* **14**, 97—102, 1913.
- George J. Burch.** On Negative After-images with Pure Spectral Colours. *Roy. Soc.*, Jan. 16, 1913. [*Chem. News* **107**, 58, 1913. [*Nature* **90**, 612, 1913.]
- F. W. Edridge-Green.** Colour Adaptation. *Roy. Soc. London*, Jan. 23, 1913. [*Chem. News* **107**, 65—66, 1913. [*Nature* **90**, 635, 1913.]
- F. W. Edridge-Green.** Trichromatic Vision and Anomalous Trichromatism. *Roy. Soc. London*, Jan. 23, 1913. [*Chem. News* **107**, 66, 1913. [*Nature* **90**, 635, 1913.]

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

- Pierre Duhem.** Sur la stabilité adiabatique de l'équilibre. *C. R.* **156**, 181—184, 1913.
- F. Richarz.** Neuberechnungen des mechanischen Wärmeäquivalentes auf Grund im hiesigen Institut ausgeführter Messungen. *S.-A. Sitzungsber. Marburger Ges.* 1912, Nr. 6, 1—3.
- Wilhelm Escher.** Berechnung des mechanischen Wärmeäquivalentes aus den spezifischen Wärmen unter Zugrundelegung der van der Waalschen Zustandsgleichung. *S.-A. Sitzungsber. Marburger Ges.* 1912, Nr. 6, 3—16.
- Hans Alterthum.** Die relative Temperaturskala fester Körper. *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 25—33, 1913.
- Carl Kriemler.** Einführung in die energetische Baustatik. Einiges über die physikalischen Grundlagen der energetischen Festigkeitslehre. Mit 18 Textfiguren. III u. 77 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1911. (Preis 2,40 M.) *

Eduard Wertheimer. Elektromagnetische Theorie der Dämpfe. Mit spezieller Berücksichtigung des Wasserdampfes. 80 S. Zürich, Verlag von Schulthess u. Co., 1913.

A. Leduc. Chaleurs latentes de vaporisation et pressions maxima. C. R. 156, 225—227, 1913.

Albert Wigand. Neuere Untersuchungen über spezifische Wärmen. S.-A. Jahrb. d. Radioakt. 10, 54—82, 1913.

Carl v. Linde. Physik und Technik auf dem Wege zum absoluten Nullpunkte der Temperatur. Festrede. 17 S. München, G. Franz' Verlag, 1912. (Preis 0,60 M.)

Rudolf Mewes. Theorie und Praxis der Großgasindustrie. 1. Bd. I. Hälfte. Geschichtliche Entwicklung der Prinzipien der Mechanik und Physik. Grundgesetze der Thermodynamik. Mit 95 Abbildungen, Diagrammen und Tabellen im Text und auf 6 Tafeln. Neue unveränderte Ausgabe. XX u. 403 S. Leipzig, Verlag von H. A. Ludwig Degener, ohne Jahreszahl. (Preis 12 M.)

2. Kinetische Theorie der Materie.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

F. Hoffmann. Über Temperaturmessung. ZS. f. phys. Unterr. 26, 40—46, 1913.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

E. Mathias, H. Kamerlingh Onnes et C. A. Crommelin. Le diamètre rectiligne de l'argon. C. R. 156, 129—132, 1913.

Mathias, Kamerlingh Onnes et Crommelin. Sur la courbe des densités de l'argon. Soc. Franç. de Phys. Nr. 35, 8—9, 1913.

E. H. Amagat. Mémoire sur la pression intérieure dans les fluides. Ann. chim. phys. (8) 28, 5—48, 1913.

G. Tammann. Zur Thermodynamik der Gleichgewichte in Einstoffsystemen. II. Ann. d. Phys. (4) 40, 297—326, 1913.

Adolf Fr. Weber. Nachweis für die Zuverlässigkeit der Haarhygrometerangaben von relativen Feuchtigkeitsgraden über 100 Proz. 61 S. Diss. Marburg 1912.

G. E. Gibson. A method of determining vapour densities at high temperatures, and a new form of quartz manometer. Roy. Soc. Edinburgh, Jan. 6, 1913. [Nature 90, 638, 1913.]

F. Russ. Beitrag zur Dampfdruckkurve des festen Stickstofftetroxyds. ZS. f. phys. Chem. 82, 217—222, 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

Albert Wigand. Neuere Untersuchungen über spezifische Wärmen. S.-A. Jahrb. d. Radioakt. 10, 54—82, 1913.

F. Richarz. Neuberechnungen des mechanischen Wärmeäquivalentes auf Grund im hiesigen Institut ausgeführter Messungen. S.-A. Sitzungsber. Marburger Ges. 1912, Nr. 6, 13. Nov., 1—3.

Wilhelm Escher. Berechnung des mechanischen Wärmeäquivalentes aus den spezifischen Wärmen unter Zugrundelegung der van der Waalschen Zustandsgleichung. S.-A. Sitzungsber. Marburger Ges. 1912, Nr. 6, 13. Nov., 3—16.

A. Leduc. Chaleurs latentes de vaporisation et pressions maxima. C. R. 156, 225—227, 1913.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

- S. Oppenheim.** Das astronomische Weltbild im Wandel der Zeit. 2. Aufl. Mit 19 Abb. im Text. IV u. 134 S. Leipzig, Verlag von G. B. Teubner, 1912. (Aus Natur u. Geisteswelt, 110. Bd.) (Preis geb. 1,25 *M.*) *
- Jules Baillaud.** Opacimètre intégrateur pour photographies stellaires. C. R. 156, 113—116, 1913.
- Ch. Gallissot.** Influence de la coloration et de la grandeur dans les brusques variations d'éclat d'une image stellaire. C. R. 155, 1590—1592, 1912.
- C. G. Abbot.** Report on the astrophysical observatory. From. Ann. rep. of secretary of the Smiths. Inst. for year ending June 30, 1912.

1 B. Planeten und Monde.

Possible changes of a lunar feature. Nature 90, 2258, 629, 1913.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

- Wt. Dziwulski.** Sur une erreur systématique des vitesses radiales des étoiles du type B. (Polnisch.) Wektor czasopismo matematyczno-fizyczne 2, 4, 172—176, 1912. Warszawa Listopad.
- The magnitude variations of Nova Geminorum No. 2. Nature 90, 2258, 628, 1913.
- Oliver Justin Lee.** The spectroscopic system 9 Camelopardalis. Astrophys. J. 87, 1, 1—25, 1913.
- F. J. M. Stratton.** Preliminary note on the later Spectrum of Nova Geminorum No. 2. Month. Not. 73, 2, 72, 1913.
- T. Royds.** The distribution in latitude of the absorption markings in *H α* spectroheliograms. Month. Not. 73, 2, 72, 1913.
- H. H. Turner.** Note on the similarity between the variations of *S Persei* and of sun-spots. Month. Not. 73, 2, 116—124, 1913.

1 D. Die Sonne.

- H. Deslandres.** Champ magnétiques général des couches supérieures de l'atmosphère solaire. Vérifications nouvelles. C. R. 155, 1573—1581, 1912.
- August Hagenbach.** Photographische Methode zu Kontaktbestimmungen bei Sonnenfinsternissen. Verh. Naturf. Ges. Basel 23, 76—81, 1912.
- Henri Chrétien.** Sur le champ magnétique général du Soleil. C. R. 156, 192—194, 1913.
- B. Walter und F. Goos.** Helligkeitsmessungen während der Sonnenfinsternis am 17. April 1912. Phys. ZS. 13, 564—565, 1912.

1 E. Kometen.

- G. Fayet.** Sur le prochain retour de la comète Finlay; perturbations de l'orbite dues à l'action de Jupiter. C. R. 156, 194—197, 1913.

1 F. Meteore und Meteoriten.

The reported bright meteor of December 18. Nature 90, 2257, 601, 1913.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A₁. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

- W. H. Hildebrandsson.** Über das vorläufige Reglement der internationalen meteorologischen Organisation. *Met. ZS.* 30, 1, 39—41, 1913.
- F. M. Exner.** Die Veränderungen in der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre in den gemäßigten Breiten der Erde. *Met. ZS.* 30, 1, 30, 1913.
- H. Kloppenburg.** Kleine Wetterkunde. Hildesheim u. Leipzig 1912. 8°. 24 S. (Preis 0,35 M.) *
- Some meteorological queries. *Symons's Met. Mag.* 47, 563, 219—220, 1912.
- International Meteorological Meeting in London. *Symons's Met. Mag.* 47, 562, 193—196, 1912.
- Alex. B. MacDewall.** The current winter. *Nature* 90, 2258, 622, 1913.
- O. Tetens.** Bericht über die Beteiligung des Kgl. Aeronaut. Observatoriums an der Turiner Internationalen Industrie- und Gewerbeausstellung 1911. Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg 7, 219—222, 1912.
- B. J. Birkeland.** Vorläufige Bearbeitung der meteorologischen Beobachtungen in Framheim. S. 887—905 in B. Amundsen's: Die Eroberung des Südpols. Die norwegische Südpolarfahrt mit dem Fram 1910—1912. Einzig berechtigte Übersetzung aus dem Norwegischen ins Deutsche von Pauline Klaiber. München, J. F. Lehmann, 1912. 8°. 2 Bl. 980 S. 8 Taf. u. 15 Karten. (Preis 20 M.) *
- J. R. Robertson.** Relation between seasons in New Zealand and Great Britain. *Symons's Met. Mag.* 47, 562, 204, 1912.
- W. Brand und A. Wegener.** Meteorologische Beobachtungen der Station Pustervig. København 1912. 8°. S.-A. Danmark-Ekspeditionen til Grønlands Nordøstkyst 1906—1908. Bind II, No. 6, p. 447—562.
- Raoul Gautier et Henri Duaimé.** Observations météorologiques faites aux fortifications de Saint-Maurice pendant l'année 1911. Résumé annuel. *Arch. sc. phys. et nat.* 118, 1, 64—74, 1913.
- Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois de décembre 1912. *Arch. sc. phys. et nat.* 118, 1, 101—105, 1913.
- Observations météorologiques faites au Grand Saint-Bernard pendant le mois de décembre 1912. *Arch. sc. phys. et nat.* 118, 1, 105—108, 1913.
- A. Angot.** Annales du Bureau Central Météorologique de France, publiées par ... Année 1907, I. Mémoires, Paris 1911. 4°. XII, 158 S., 5 Taf., 1 Bl. Année 1909. II. Observations, Paris 1911. 4°. 2 Bl., 288, 80, 99 S. Année 1909. III. Pluies, Paris 1911. 4°. 2 Bl., (8) 1 Bl., 144 S., 1 Bl., 2 Taf., 1 Bl.
- Results of meteorological observations 1911. Clongowes Wood College. C. O. Kildare. 4°. 18 Bl.
- Bulletin de la Commission Météorologique du Département de la Haute-Garonne. Tome 2. Quatrième fascicule 1909. Toulouse 1911. 4°. S. 163—194, (241)—(288). 6 Karten.
- Das Meteorologisch-Magnetische Observatorium bei Potsdam. Berlin, Behrend & Co., 1912. 8°. 67 S., 1 Taf. (Veröffentlichungen d. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 253.) Preis 3 M. *
- Jahrbücher der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Offizielle Publikation. Jahrgang 1910. Neue Folge 47. Der ganzen Reihe 40. Wien 1912. 4°. XXXV, 1 Bl., 132, 76, 41, 35, 13 S.
- Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1911. Hessen. 11. Herausgegeben vom Großherzogl. Hydrographischen Bureau. Darmstadt 1912. 4°. 1 Bl., (17) 62 S., 1 Karte.

2 A₂. Erforschung der oberen Luftschichten.

- Richard Assmann.** Die Arbeiten des Königlichen Preussischen Aeronautischen Observatoriums bei Lindenberg im Jahre 1911. 7. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1912. 4°. XLV S., 1 Bl., 288 S., 2 Taf. (Preis 15 M.)
- Georg Rempp.** Zur Technik der Registrieraufstiege mit Gummiballonen. Straßburg i. E. 1912. 4°. 17 S., 1 Taf. S.-A. Deutsches Meteorol. Jahrbuch für 1907, Teilheft Elsaß-Lothringen.
- Einige Ergebnisse der Münchener Ballonaufstiege. Met. ZS. 30, 1, 31, 1913.
- J. Reger.** Die Temperaturabnahme mit der Höhe nach den Vormittagsaufstiegen des Jahres 1911. Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg 7, 261—266, 1912.
- Wilhelm Peppler.** Die Zustandskurve der Temperatur im oberen Teile der Troposphäre und beim Übergang in die Stratosphäre nach den Lindberger Registrierballonaufstiegen. Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg 7, 253—260, 1912.
- A. Schmauss.** Münchener aerologische Studien. Nr. 1. Temperaturwellen an der Grenze von Troposphäre und Stratosphäre. München 1912. 4°. 9 S. S.-A. Beob. d. met. Stationen im Königr. Bayern 84, 1912.
- O. Tetens.** Das Zehn- bis Hundertfache der Tangenten und Cotangenten für jeden Zehntelgrad. Tafel zur Auswertung einfach verfolgter Pilotballonaufstiege. Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg 7, 273—288, 1912.
- Robert Dietzius.** Die Genauigkeit der aus der Anvisierung von Pilotballonen gewonnenen Resultate. Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 5, 2, 91—111, 1912.
- Robert Dietzius.** Die Genauigkeit der trigonometrisch bestimmten Ballonhöhen und Steiggeschwindigkeiten. Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 5, 2, 111—131, 1912.
- Ernst Kielhauser.** Über die Fehlergrenzen bei Pilotballonbeobachtungen. Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 5, 2, 81—90, 1912.
- Ernst Kielhauser.** Einige Bemerkungen zur Ausführung und Berechnung von Pilotballonaufstiegen. Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 5, 2, 73—80, 1912.
- J. S. Dines.** Note on the mean observed rate of ascent of Pilot Balloons. Beitr. z. Phys. d. freien Atm. 5, 2, 159—160, 1912.
- H. John.** Übersicht über die Verteilung sämtlicher in der Zeit von 1899 bis einschließlich 1911 am Aeronautischen Observatorium ausgeführten Drachen-, Fesselballon- und Registrierballonaufstiege auf die einzelnen Tagesstunden. Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg 7, 267—272, 1912.

2 A₃. Luftschiffahrt und Flugwesen.

- René Arnoux.** Nouvelle méthode de conduite des aéroplanes par leur moteur. C. R. 155, 1599—1602, 1912.
- Gustave Plaisant.** Sur un mode d'attaque cycloïdale de l'air. C. R. 155, 1602—1605, 1912.
- Albert Bracke.** Documents atmosphériques. L'Aviation 2, Nr. 13, 97—98, 1913.
- A. Bracke.** Le vol à voile pour l'homme. L'Aviation 2, Nr. 13, 100—101, 1913.
- Le parachute Odkolek. L'Aviation 2, Nr. 13, 98—100, 1913.
- L'aviation militaire. L'Aviation 2, Nr. 13, 101, 1913.
- V. Simonet.** Développement du sport cerf-voliste. L'Aviation 2, Nr. 13, 101—102, 1913.
- Delta-Club de Belgique. L'Aviation 2, Nr. 13, 104, 1913.
- The aviation exhibits at the Science Museum, South Kensington. Nature 90, 2257, 602, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

- M. Kahanowicz.** La costituzione dell' atmosfera terrestre. *Rivista Meteorico-Agraria* 88, Nr. 80, 1039—1046, 1912.
- Albert Wigand.** Über die Natur der Kondensationskerne in der Atmosphäre, insbesondere über die Kernwirkung von Staub und Rauch. *Met. ZS.* 80, 1, 10—18, 1913.
- K. W. Fritz Kohlrausch.** Über die in der Atmosphäre suspendierten festen radioaktiven Zerfallsprodukte. *Phys. ZS.* 18, 1193—1198, 1912.

2 C₁. Lufttemperatur.

- A. J. Herbertson.** The thermal regions of the globe. *Geogr. J.* 40, 5, 518—532, 1912.
- Filippo Eredia.** La variazione diurna della temperatura in Italia. Roma 1912. 4°. 44 S. S.-A. *Annali del R. Uff. Centr. di Met. e Geodin.* 34, 1, 1912.
- H. Henze.** Der tägliche Gang der Lufttemperatur in Deutschland. Berlin, Behrend & Co., 1912. 4°. 49 S., 1 Taf. *Abhandl. d. Kgl. Preuß. Met. Inst.* 4, 7. (Preis 4 M.)
- W. Brand.** Die Temperatur in der Ausguckstonne am Großmast der „Danmark“. Messungen mit dem Schwarzkugelthermometer. Kopenhagen 1912. 8°. S.-A. *Danmark-Ekspeditionen til Grønlands Nordøstkyst 1906—1908*, Bind II, No. 7, p. 563—592.

2 C₂. Strahlung.

- Frank. W. Very.** A high-level measurement of solar radiation. *Astrophys. J.* 87, 1, 25—31, 1913.

2 D. Luftdruck.

- O. Tetens.** Über den Einfluß der atmosphärischen Bestandteile auf die barometrische Höhenmessung. *Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg* 7, 235—242, 1912.
- Louis Besson.** Sur un élément périodique des variations du baromètre. *C. R.* 155, 1630—1632, 1912.
- Otto Freiherr von Myrbach-Rheinfeld.** Über den Einfluß der täglichen Luftdruckänderungen (Isallobaren) auf das Wetter in den nördlichen österreichischen Alpenländern. *Met. ZS.* 80, 1, 18—28, 1913.

2 E. Winde und Stürme.

- C. Salter.** The storm of August 26th 1912. *Symons's Met. Mag.* 47, 563, 219, 1912.
- Memorandum on the monsoon conditions prevailing during June and July, with anticipations for August and September 1912.** Simla 1912. Fol. 4 S.
- M. A. Hautreux.** Golfe de Gascogne: les vents sur la cote landaise. *Bull. de la Stat. biol. d'Arcachon.* 14. année (1911—1912). Bordeaux, 8—16, 1912.

2 F. Wasserdampf.

- J. Aitken.** Cloud particles at low temperatures. *Symons's Met. Mag.* 47, 560, 165—167, 1912.
- W. Bieber.** Untersuchungen über die Kondensation von Wasserdampf in Gegenwart von Stickstoffoxyden und Wasserstoffperoxyd. Nachweis der Bildung von H₂O₂ durch Oxydation von Wasserdampf. Die Wirkung des ultravioletten Sonnenlichtes auf die Erdatmosphäre. *Ann. d. Phys.* 89, 15, 1313—1337, 1912.

- W. Gallenkamp.** Verdunstungsmessungen in München (Sommer 1912). München 1912. 4°. 5 S., 2 Taf. S.-A. Beob. d. met. Stationen im Königr. Bayern 84, 1912.
- Th. Gibbs.** Water spouts or cloud forms? Symons's Met. Mag. 47, 563, 220—221, 1912.

2 G. Niederschläge.

- G. Hellmann.** Über die Entstehung von Eisregen. Berlin 1912. 8°. S.-A. Sitzber. d. Kgl. Preuß. Akad. d. Wiss., 1048—1050, 1912.
- Aug. Thraen.** Tabelle für die Darstellung der jährlichen Regenperiode nach Angots relativen pluviometrischen Koeffizienten. Met. ZS. 80, 1, 37—39, 1913.
- A. Woeikof.** Die behauptete Austrocknung West- (oder Russisch-) Turkestans. Met. ZS. 80, 1, 43, 1913.
- J. v. Hann.** C. Flammariön über eine Zunahme des Regenfalles in Paris. Met. ZS. 80, 1, 44—45, 1913.
- J. v. Hann.** Angot über die Konstanz des Regenfalles in Paris. Met. ZS. 80, 1, 45, 1913.
- Unprecedented rainfall in Norfolk. Symons's Met. Mag. 47, 560, 153—161, 1912.
- Rafael Patxof i Jubert.** Pluviometria Catalana. Resultats del cinqueni 1906—1910. Sant Felin de Guixols (Barcelona) 1912. 4°. 311 S. *
- Gustav Swoboda.** Regengüsse und Hochwasser in Nordtirol vom 7. bis 9. Mai 1912. Met. ZS. 80, 1, 31—34, 1913.
- L. Horwitz.** Sur la variabilité des précipitations en Suisse. Bull. soc. Vaud. sc. nat. 48, 177, 539—545, 1912.
- Eduard Kuglmayr.** Hagelschlag an Dächern. S.-A. Tonindustrie-Zeitung 1912, 86, 137, 1815—1817.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

- A. Gockel.** Der jährliche Gang der Luftelektrizität auf der südlichen Halbkugel. Met. ZS. 80, 1, 29, 1913.
- J. v. Hann.** Der jährliche Gang der Luftelektrizität auf der südlichen Halbkugel. Met. ZS. 80, 1, 30, 1913.
- J. Laub.** Über einige Beobachtungen der Luftelektrizität und Radioaktivität auf dem Atlantischen und Großen Ozean. I. Bestimmung des Emanationsgehaltes im Ozeanwasser. Phys. ZS. 14, 81—83, 1913.
- A. Brommer.** Luftelektrische Messungen während der partiellen Sonnenfinsternis am 17. April 1912. Wien 1912. 8°. S.-A. Sitzber. Akad. Wiss. 121, 985—995.
- Sp. C. Russell.** Curious effect of a lightning stroke. Symons's Met. Mag. 47, 562, 204—205, 1912.

2 I. Meteorologische Optik.

- W. Möbius.** Zur Theorie des Regenbogens an Kugeln von 1 bis 10 Lichtwellenlängen Durchmesser. Leipzig 1912. 8°. 2 Bl., 31 S. (Preisschriften, gekrönt und herausgegeben von der Fürstlich Jablonowskischen Gesellschaft zu Leipzig. 42. (Preis 2 M.) *
- O. Fisher, H. Franklin Parsons, L. Doncaster.** Luminous halos surrounding shadows of heads. Nature 90, 2258, 621, 1913.
- J. Evershed, L. L. Fermor.** Luminous Halos surrounding shadows of heads. Nature 90, 2257, 592, 1913.
- G. Hellmann.** Die Ursache der ungewöhnlichen Trübung der Atmosphäre im Sommer 1912. Met. ZS. 80, 1, 34—36, 1913.
- L. Steiner.** Zur atmosphärischen Trübung im Sommer 1912. Met. ZS. 80, 1, 36—37, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

- V. Bjerknes. Dynamische Meteorologie und Hydrographie. Autorisierte deutsche Ausgabe der von der Carnegie Institution of Washington herausgegebenen *Dynamic Meteorology and Hydrography*. 1. Teil: Statik der Atmosphäre und der Hydrosphäre von V. Bjerknes und J. W. Sandström. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1912. 4°. 125, 36, 30, 22 S. Mit einem Atlas von 60 Tafeln. (Preis 36 M.) Ref. A. Schmauss, Met. ZS. 30, 1, 45—46, 1913.
- W. Peppler. Zur Kenntnis der vertikalen Luftbewegungen. Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg 7, 243—252, 1912.

2 M. Praktische Meteorologie.

- J. Reger. Bericht über die Tätigkeit des Warnungsdienstes für Luftfahrer während des deutschen Rundfluges 1911. Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg 7, 223—228, 1912.
- A. Wolfer. Provisorische Sonnenflecken-Relativzahlen für das IV. Quartal 1912. Met. ZS. 30, 1, 39, 1913.
- H. Bongards. Bericht über den Warnungsdienst für Luftfahrer in den Jahren 1911 und 1912. Arbeiten des Kgl. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg 7, 229—234, 1912.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

- A. Weber. Nachweis für die Zuverlässigkeit der Haarhygrometerangaben von relativen Feuchtigkeitsgraden über 100 Proz. Met. ZS. 30, 1, 41—42, 1913.
- Frank. W. Very. A criterion of accuracy in measurements of atmospheric transmission of solar radiation. Astrophys. J. 37, 1, 31—48, 1913.

2 P. Klimatologie.

- Wilh. Eckardt. Klima und Leben. (Bioklimatologie.) Berlin u. Leipzig 1912. 8°. 84 S. (Sammlung Götschen, Nr. 629.) (Preis 0,80 M.)
- Henryk Arctowski. Studies on climate and crops. Repr. from the Bull. of the Amer. Geogr. Soc. 44, Oct. 1912.
- K. Guenther. Vom Klima auf Ceylon. ZS. f. Balneol. 5, 18, 546—551, 1912.
- H. v. Ficker. Zum Klima von Turkestan. Met. ZS. 30, 1, 43—44, 1913.
- Ignatius Rudolf. Die heranrückenden ewigen Fröste auf der Erdkugel. (Das Erkalten des Klimas.) Kowno (Rußland) 1911.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

- 3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).
- O. Werner. Der Streit um die Schwerkraft im Erdinnern. Ein Ruf zur Stellungnahme, besonders an die amtlichen Vertreter der Wissenschaft. Gotha, Friedrich Andreas Perthes A.-G., 1913.

- R. Schumann.** Über Gezeitenerscheinungen in den Schwankungen der Stationspolhöhen. Wien. Anz. 1913, 20—22.
- Clairaut.** Theorie der Erdgestalt nach Gesetzen der Hydrostatik. Herausgegeben von Ph. E. B. Jourdain und A. v. Oettingen. Mit 54 Figuren im Text und 1 Bildnis. 162 S. Leipzig, Verlag von Wilhelm Engelmann, 1913. (Ostwalds Klassiker Nr. 189.) (Preis geb. 4,60 M.) *
- Th. Niethammer.** Schwerebestimmungen der Schweizerischen Geodätischen Kommission. Verh. Naturf. Ges. Basel 23, 183—202, 1912.
- Fr. Kühnen.** Der Komparator für Basisapparate im Geodätischen Institut zu Potsdam. ZS. f. Instrkde. 33, 1, 1—9, 1913.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

- Wilh. Naegler.** Die Erdbodentemperatur in ihren Beziehungen zur Entwicklung der Vegetation. Met. ZS. 30, 1, 42, 1913.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

- De Montessus de Ballore.** Mégaséismes et phases de la lune. C. R. 156, 100—102, 1913.
- L. A. Bauer.** A consistent theory of the origin of the Earth's magnetic field. Journ. Washington Acad. 3, 1—7, 1913.
- A. v. Schmidt und K. Mack.** Das süddeutsche Erdbeben vom 16. November 1911. Stuttgart 1912. 4°. S.-A. Württembergische Jahrbücher für Statistik und Landeskunde, Jahrgang 1912, 96—139.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

- N. Villatte.** Contribution à l'étude du magnétisme terrestre dans le Sahara. La Géogr. 25, 3, 179—184, 1912.
- Karl Haußmann.** Die magnetischen Landesaufnahmen im Deutschen Reich und magnetische Übersichtskarten von Deutschland für 1912. Peterm. Mitt. 59, 11—15, 1913.
- Alfred Angot.** Valeur des éléments magnétiques à l'Observatoire du Val Joyeux au 1er janvier 1913. C. R. 156, 173, 1913.
- Jean Bosler.** Sur les relations des orages magnétiques et des phénomènes solaires. (Thèses présentées à la Faculté des Sciences de Paris No. 1445.) Paris, Gauthier-Villars, 1912. 4°. 3 Bl., 96 S. (Preis 4 M.) *

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

- W. M. Davis.** Dana's proof of Darwin's theory of coral reefs. Nature 90, 2258, 632—634, 1913.
- Gottfried Merzbacher.** Die Frage der Entstehung des Lösses. Peterm. Mitt. 59, 16—18, 1913.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

- A. Voller.** Das Grundwasser in Hamburg. Mit Berücksichtigung der Luftfeuchtigkeit, der Lufttemperatur, der Niederschlagsmengen und der Flußwasserstände. 20. Heft, enthaltend Beobachtungen aus dem Jahre 1911. Hamburg, Gräfe & Sillem, 1912. Fol. 7 S., 8 Taf. (Preis 3 M.) *
- Emile Chaix.** Quelques observations sur deux petits geysers du Yellowstone Park. Arch. sc. phys. et nat. 118, 1, 86—89, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

- Rudolf Spitaler.** Die Eiszeiten und Polarschwankungen der Erde. Wien 1912. 8°. S.-A. Sitzungsber. d. kais. Akad. d. Wiss. Wien, math.-nat. Kl., 121, Abt. IIa, 49 S.
- J. E. Church.** Das Verhältnis des Waldes und des Gebirges zur Erhaltung des Schnees. Met. ZS. 30, 1, 1—10, 1913.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel

für reine Physik

Richard Assmann

für kosmische Physik

12. Jahrg.

15. März 1913.

Nr. 5.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 5 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 28. Februar 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Henri Abraham et Paul Sacerdote. Recueil de constantes physiques. XVI u. 754 S. Paris, libr. Gauthier-Villars, 1913. (Preis 50 Fr.) *

Emile Jungfleisch. Notice sur la vie et les travaux de Marcelin Berthelot. Bull. soc. chim. (4) 18, I—OCLX, 1913.

Ernest Lebon. Armand Gautier. Biographie, bibliographie analytique des écrits. VIII u. 96 S. Paris, Gauthier-Villars, 1912. (Savants du jour.)

N. Cernag. N. A. Jatsukowitsch. Biographische Skizze. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 487—491, 1912. (Russisch.)

Wilhelm Hallwachs. August Toepler. Nachruf, gesprochen in der öffentlichen Gesamtsitzung beider Klassen am 14. November 1912. S.-A. Ber. math.-phys. Kl. Sächs. Ges. d. Wiss. 64, 19 S., 1912.

Karl Scheel. Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Fünfundzwanzig Jahre ihrer Tätigkeit. 1. Allgemeines. Die Naturwissenschaften 1, 177—180, 1913.

F. Neesen. Über die Tätigkeit des Ausschusses für Einheiten und Formelzeichen (A E F). Phys. ZS. 14, 167—170, 1913.

E. Warburg. Das Institut International de Physique Solvay. Die Naturwissenschaften 1, 201, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

K. Goes. Vorführungen einiger Versuche mit der Gaedeschen Molekularluftpumpe. Phys. ZS. 14, 170—173, 1913.

3. Maß und Messen.

- G. Lippmann.** Appareil électrique mesureur du temps pour la comparaison de deux phénomènes périodiques. Journ. de phys. (5) 8, 5—8, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- A. Bilimovitch.** Sur les équations du mouvement des systèmes conservatifs non holonomes. C. R. 156, 381—384, 1913.
Frederick Slate. Angle in vector algebra; and composition of rotations. Phys. Rev. (2) 1, 56—59, 1913.
O. Chwolson. Das Relativitätsprinzip. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., Abt. II, 377—432, 1912. (Russisch.)
M. Born. Einwände gegen die Relativitätstheorie. Die Naturwissenschaften 1, 191—192, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- R. V. Southwell.** On the General Theory of Elastic Stability. Roy. Soc. London, Jan. 30, 1913. [Chem. News 107, 80—81, 1913.]
Karl Federhofer. Über die Berechnung der Spannungsverteilung in flachen Kugelschalen. S.-A. Wien. Ber. 121 [2a], 2143—2161, 1912.
P. Koturnitski. Graphische Konstruktion der Geschwindigkeiten beim Stoß zweier Körper. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 520—524, 1912. (Russisch.)
L. P. Sieg. The Effect of Drawing on the Elasticity of Certain Wires. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 70—71, 1913.]
W. E. Dalby. Load-extension diagrams taken with the optical load-extension indicator. Roy. Soc. London, Febr. 13, 1913. [Nature 90, 690, 1913.]
Fritz Schmidt. Über die Dämpfung langsamer Biegungs- und Drillungsschwingungen von Steinsalzprismen. 70 S. Diss. Göttingen 1912.
S. Monstrow. Zur Kenntnis von Körpern mit großen Werten des Koeffizienten der inneren Reibung. 6. Versuch zur Bestimmung einiger mechanischer Eigenschaften des Asphalts. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 492—502, 1912. (Russisch.)
B. Weinberg. Ergänzungen zu S. Monstrow: „Versuch zur Bestimmung einiger mechanischer Eigenschaften des Asphalts“. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 503—504, 1912. (Russisch.)
A. Milcradow und N. Tolmatschew. Zur Kenntnis von Körpern mit großen Werten des Koeffizienten der inneren Reibung. 8. Innere Reibung des Asphalts. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 505—513, 1912. (Russisch.)

6. Hydromechanik.

- Walther Sorkau.** Über den Zusammenhang zwischen Molekulargewicht und Turbulenzreibungskonstante. Phys. ZS. 14, 147—152, 1913.
B. Weinberg. Untersuchung der Vorgänge in Flüssigkeiten bei gleichmäßiger Verschiebung. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 514—515, 1912. (Russisch.)

7. Kapillarität.

- P. Walden und R. Swinne.** Über die Temperaturkoeffizienten der molaren Oberflächenenergie und molaren Kohäsion. ZS. f. phys. Chem. 82, 271—313, 1913.

8. Aeromechanik.

- A. A. Somerville.** Air Resistance to Falling Bodies. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 77—78, 1913.]
- L. Gilchrist.** Eine absolute Bestimmung der inneren Reibung der Luft. (An Absolute Determination of the Viscosity of Air.) Phys. ZS. 14, 160—165, 1913.
- Ch. Maurain et A. Toussaint.** Mesure de pressions et de dépressions sur de grandes surfaces en déplacement dans l'air. C. R. 156, 300—301, 1913.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

- E. Waetzmänn und G. Mücke.** Untersuchungen an physikalisch-objektiven Kombinationstönen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 59—65, 1913.
- F. R. Watson.** The Effects of Gas Currents on Sound with Applications to Ventilating Systems of Auditoriums. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 76—77, 1913.]

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

- R. J. Meyer und J. Wuorinen.** Über die Reindarstellung und das Atomgewicht des Yttriums. ZS. f. anorg. Chem. 80, 7—35, 1913.
- K. Fajans.** Die Stellung der Radioelemente im periodischen System. Phys. ZS. 14, 136—142, 1913.
- Kasimir Fajans.** Die radioaktiven Umwandlungen und das periodische System der Elemente. Chem. Ber. 46, 422—439, 1913.
- Alexander Fleck.** The periodic system and the radio-elements. Chem. News 107, 95, 1913.
- O. Hönigschmid.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXIX. Revision des Atomgewichtes des Radiums durch Analyse des Radiumbromids. S.-A. Wien. Ber. 121 [2a], 1973—1999, 1912.
- Robert Luther und Andreas Nikolopoulos.** Über die Beziehungen zwischen Absorptionsspektren und der Konstitution der komplexen Kobaltamminsalze. ZS. f. phys. Chem. 82, 361—378, 1913.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

- Alberto Scala.** Solubilità dell' alluminio non puro nell' acqua distillata. Lincei Rend. (5) 22 [1], 95—102, 1913.
- Ad. Sieverts und E. Bergner.** Die Löslichkeit von Schwefeldioxyd in flüssigen Kupferlegierungen. ZS. f. phys. Chem. 82, 257—270, 1913.
- Emile Baud.** Sur la miscibilité partielle des liquides. C. R. 156, 317—320, 1913.
- C. F. Hogley.** Solubility of the Active Deposit of Thorium in Various Solvents. Phil. Mag. (6) 25, 330—332, 1913.

- Florence Isaac.** On the Spontaneous Crystallisation and the Melting- and Freezing-point Curves of Two Substances which Form Mixed Crystals and whose Freezing-point Curve Exhibits a Transition Point. Mixtures of p-Bromnitrobenzene and p-Chlornitrobenzene. Roy. Soc. London, Jan. 30, 1913. [Chem. News 107, 81—82, 1913.]
- H. S. van Klooster.** Über Wismut—Jodverbindungen. ZS. f. anorg. Chem. 80, 104—112, 1913.
- N. Puschin und E. Dischler.** Die elektrische Leitfähigkeit der Kupfer—Arsenlegierungen. ZS. f. anorg. Chem. 80, 65—70, 1913.
- M. Fort.** Efflorescence of crystals under water. Chem. News 107, 86, 1913.
- G. Charpy et S. Bonnerot.** Sur les réactions qui accompagnent l'osmose de l'hydrogène à travers le fer C. R. 156, 394—396, 1913.
- Georg v. Georgievics.** Studien über Adsorption in Lösungen. (4. und 5. Abhandlung) Wien. Anz. 1913, 27—29.
- F. H. Parker.** Some Properties of Red Vulcanized Fibre. Phil. Mag. (6) 25, 210—214, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- P. Vaillant.** Sur un procédé de mesure des grandes résistances polarisables et son application à la mesure de la résistance de bulles dans un liquide. C. R. 156, 307—310, 1913.
- Edward Godfrey Bryant.** Electrolysis of water with carbon electrodes. South Afric. Journ. of Sc. 9, 148—150, 1913.
- Edward W. Washburn und Stuart J. Bates.** Das Jodcoulometer und der Wert des Faraday. Journ. Amer. Chem. Soc. 34, 1341—1368, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 678.]
- U. Pratolongo.** Sulle soluzioni citrofosfatiche. II. La conduttività elettrica delle soluzioni acquose di acido citrico e fosforico. Lincei Rend. (5) 22 [1], 86—90, 1913.
- R. G. Van Name und Carlton H. Maryott.** On the Mechanism of the Chlorination of Benzene in the Electrolytic Cell. Sill. Journ. (4) 25, 153—170, 1913.
- K. Fajans.** Über eine Beziehung zwischen der Art einer radioaktiven Umwandlung und dem elektrochemischen Verhalten der betreffenden Radioelemente. Phys. ZS. 14, 131—136, 1913.
- Franz Fischer und Emil Hene.** Über den Chemismus der Stickstoffoxyd-Bildung im Hochspannungsbogen. 2. Mitteilung und zugleich Erwiderung auf die Bemerkungen des Herrn Adolf König. Chem. Ber. 46, 603—617, 1913.

4. Photochemie.

- Marcel Boll.** Mesure de l'énergie d'une radiation ultraviolette émise par un arc au mercure sous différents régimes. C. R. 156, 313—314, 1913.
- Adolf Franke und Ernst Pollitzer.** Über die Einwirkung ultravioletter Strahlen auf Aldehyde. Wien. Anz. 1913, 56.
- Giacomo Ciamician und P. Silber.** Chemische Lichtwirkungen. XXV. Autooxydationen. III. Chem. Ber. 46, 417—422, 1913.

5. Thermochemie.

- Alb. Colson.** Discussion de la loi des masses. Journ. de phys. (5) 3, 30—36, 1913.
- K. Mieleitner und H. Steinmetz.** Über das Hydrat und das Ammoniakat des Berylliumchlorids. ZS. f. anorg. Chem. 80, 71—78, 1913.
- E. Wedekind und F. Paschke.** Zur Kinetik der Ammoniumsalze. Herrn Hans von Halban zur Antwort. ZS. f. phys. Chem. 82, 314—324, 1913.

- B. L. Vanzetti.** Sul calore di formazione di composti organici d'addizione. I. Picrati. Lincei Rend. (5) 22 [1], 103—109, 1913.
- B. Schwetsow.** Über den Einfluß der Temperatur auf die Geschwindigkeit chemischer Reaktionen. II. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 44, phys. T., 516—519, 1912. (Russisch.)

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

- G. Tammann.** Zur Theorie des Polymorphismus. Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1912, 807—831.
- John Johnston and L. H. Adams.** On the density of solid substances, with especial reference to permanent changes produced by high pressures. (Continued.) Chem. News 107, 77—78, 87—90, 1913.
- Joseph H. T. Roberts.** The Disintegration of Metals at High Temperatures. Condensation Nuclei from Hot Wires. Phil. Mag. (6) 25, 270—296, 1913.
- A. Portevin.** Sur la déformation des alliages plastiques et leur recuit après déformation. C. R. 156, 320—323, 1913.
- V. Kohlschütter und Theodor Toropoff.** Zur Kenntnis der Formen elektrolytisch gefällter Metalle. I. Über das schwarze Silber. ZS. f. Elektrochem. 19, 161—168, 1913.
- V. Kohlschütter, Th. Toropoff und W. Pfander.** Zur Kenntnis der Formen elektrolytisch gefällter Metalle. II. Über das durch Metalle gefällte Silber. ZS. f. Elektrochem. 19, 169—172, 1913.
- V. Kohlschütter und Hermann Schacht.** Zur Kenntnis der Formen elektrolytisch gefällter Metalle. III. Über den Einfluß von Fremdstoffen auf die Abscheidung von Silber. ZS. f. Elektrochem. 19, 172—181, 1913.
- V. Kohlschütter.** Zur Kenntnis der Formen elektrolytisch gefällter Metalle. IV. Die Abscheidung des Silbers aus Lösungen komplexer Salze. ZS. f. Elektrochem. 19, 181—184, 1913.
- O. Lehmann.** Flüssige Kristalle, Molekularstruktur und Molekularkräfte. S.-A. Verh. Naturw. Ver. Karlsruhe 25, 29 S., 1913.
- K. Endell und R. Rieke.** Über die Umwandlungen des Kieselsäureanhydrids bei höheren Temperaturen. S.-A. ZS. f. anorg. Chem. 78, 239—259, 1912.
- Reinhold Rieke und Kurd Endell.** Über die Entglasung von Quarzgläsern. S.-A. Silikat ZS. 1, 2—8, 1913.
- Erwin Kittl.** Zur Kenntnis des Kristallisationsvermögens von Silikaten. ZS. f. anorg. Chem. 90, 79—92, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- W. Wien.** Zur Theorie der elektrischen Leitung in Metallen. Berl. Ber. 1913, 184—200.
- C. G. Darwin.** On Some Orbits of an Electron. Phil. Mag. (6) 25, 201—210, 1913.
- W. Behrens und E. Hecke.** Über die geradlinige Bewegung des Bornschen starren Elektrons. Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1912, 849—860.
- Max Mason.** The Relation between Current and Time Rate of Change of Electric Force. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 83, 1913.
- R. A. Millikan.** On the Value of e . Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 79, 1913.
- A. Schidlof et M^{lle} J. Murzynowska.** Sur l'application de la loi de Stokes à la chute de très petites gouttes et à la détermination de la charge de l'électron. C. R. 156, 304—307, 1913.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

- A. Norman Shaw.** On the Charged Surface Layers in Contact Potential Phenomena between Metals. *Phil. Mag.* (6) **25**, 241—256, 1913.
- Erwald Bauermann.** Untersuchung über die Ausführbarkeit einer Methode, Kontaktpotentialdifferenzen durch ein trennendes Dielektrikum hindurch zu messen. 37 S. Diss. Rostock 1912.
- A. A. Somerville.** Polarisation E.M.F. of a Mixture of Clay, Feldspar, and Quartz. *Electrical World* **60**, 403—405, 1912. [*Science Abstr.* (A) **16**, 40—41, 1913.]

3. Elektrostatik.**4. Maße und Meßinstrumente.**

- P. Vaillant.** Emploi de l'électromètre à quadrants pour la mesure de grandes résistances variables ou polarisables. *Journ. de phys.* (5) **3**, 36—46, 1913.
- V. Crémieu.** Nouvel électromètre idiostatique. *Soc. Franç. de Phys.* Nr. 36, 2—3, 1913.
- J. L. D. Risdale.** Dynamometrische Amperemeter und Voltmeter. *Journ. Inst. Electr. Engin.* **48**, 515—533, 1912. [*Beibl.* **37**, 235—236, 1912.]

5. Apparate.

- David W. Cornelius and J. G. Kemp.** A Substitute for a Bronson Resistance. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) **1**, 80—83, 1913.]
- Paul Jégou.** Phénomènes mis en jeu dans le détecteur électrolytique sans force électromotrice auxiliaire et considération théorique sur le fonctionnement des détecteurs électrolytiques. *C. R.* **156**, 385—386, 1913.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.**8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.**

(Vgl. auch III, 3.)

- W. Wien.** Zur Theorie der elektrischen Leitung in Metallen. *Berl. Ber.* 1913, 184—200.
- A. Baltrussajtis.** Über den elektrischen Widerstand des flüssigen und festen Quecksilbers. *Krak. Anz.* (A) 1912, 888—898.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

- A. Koenig und E. Elöd.** Über das Nachleuchten in reinem Stickstoff nach Durchgang elektrischer Entladungen. *Phys. ZS.* **14**, 165—167, 1913.
- J. J. Thomson.** On the Appearance of Helium and Neon in Vacuum Tubes. *Nature* **90**, 645—647, 1913.
- A. Perot.** Sur certaines particularités de la vitesse des centres lumineux dans les tubes à hydrogène. *C. R.* **156**, 310—312, 1913.
- William Duane.** The Effect of a Magnetic Field on Ionization Currents. *Sill. Journ.* (4) **35**, 121—132, 1913.
- M. Lewitskaya.** Theorie der Ionisierung eines Gases durch Stoß. *Journ. d. russ. phys.-chem. Ges.* **44**, phys. T., Abt. II, 303—307, 333—340, 1912. (Russisch.)

- A. L. Clark.** Study of resistance of carbon contacts. *Phys. Rev.* (2) 1, 50—55, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

- H. L. Cooke and O. W. Richardson.** The Cooling Effect which Accompanies the Emission of Electrons from Hot Bodies. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) 1, 71—73, 1913.]
- E. Jacot.** On a Relation between Ionization by Cathode Rays and certain Chemical Effects. *Phil. Mag.* (6) 25, 215—234, 1913.
- H. v. Dechend.** Die Kanalstrahlen und ihre Bedeutung für die Erforschung der Konstitution der Materie. *Die Naturwissenschaften* 1, 181—184, 1913.
- J. J. Thomson.** Further applications of positive rays to the study of chemical problems. *Cambridge Phil. Soc.*, Jan. 27, 1913. [*Nature* 90, 663, 1913.]
- D. L. Webster.** The Theory of the Scattering of Röntgen Radiation. *Phil. Mag.* (6) 25, 234—241, 1913.
- C. G. Barkla and G. H. Martyn.** An X-Ray Fringe System. *Nature* 90, 647, 1913.
- C. G. Barkla.** The Photographic Effect of X-rays and X-ray Spectra. *Phil. Mag.* (6) 25, 296—300, 1913.
- J. E. Lilienfeld und W. J. Rosenthal.** Eine Röntgenröhre von beliebig und momentan einstellbarem, vom Vakuum unabhängigem Härtegrad. *S.-A. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr.* 18, 256—263, 1912 (?).
- Giuliano Ceruti.** Sulla radioattività delle acque minerali di Courmayeur. *Rend. Lomb.* (2) 45, 936—944, 1912.
- Richard Swinne.** Über eine Anwendung des Relativitätsprinzips in der Radiochemie. *Phys. ZS.* 14, 145—147, 1913.
- K. Fajans.** Über eine Beziehung zwischen der Art einer radioaktiven Umwandlung und dem elektrochemischen Verhalten der betreffenden Radioelemente. *Phys. ZS.* 14, 131—136, 1913.
- K. Fajans.** Die Stellung der Radioelemente im periodischen System. *Phys. ZS.* 14, 136—142, 1913.
- Kasimir Fajans.** Die radioaktiven Umwandlungen und das periodische System der Elemente. *Chem. Ber.* 46, 422—439, 1913.
- Alexander Fleck.** The periodic system and the radio-elements. *Chem. News* 107, 95, 1913.
- F. C. Brown.** The Evidence that Sodium Belongs to a Radioactive Series of Elements. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) 1, 83—84, 1913.]
- E. Haschek und O. Hönigschmid.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXXI. Zur Frage der Reinheit des internationalen Radiumstandards. *S.-A. Wien. Ber.* 121 [2a], 2119—2125, 1912.
- O. Hönigschmid.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXIX. Revision des Atomgewichtes des Radiums durch Analyse des Radiumbromids. *S.-A. Wien. Ber.* 121 [2a], 1973—1999, 1912.
- Richard Swinne.** Über einige zwischen den α -strahlenden radioaktiven Elementen bestehende Beziehungen. *Phys. ZS.* 14, 142—145, 1913.
- Jean Danyss und William Duane.** Über die elektrischen Ladungen der α - und β -Strahlen. *Le Radium* 9, 417—421, 1912. [*Chem. Zentralbl.* 1913, 1, 689.]
- E. Rutherford and H. Robinson.** Heating Effect of Radium and its Emanation. *Phil. Mag.* (6) 25, 312—330, 1913.
- Jean Danyss.** Les rayons β des éléments radioactifs de la famille du radium. *Soc. Franç. de Phys.* Nr. 36, 3—4, 1913.

- J. Chadwick and A. S. Russell.** The excitation of γ rays by the α rays of ionium and radiothorium. Roy. Soc. London, Febr. 13, 1913. [Nature 90, 690, 1913.]
- B. J. Allen and E. J. Lorentz.** On the comparative absorption of γ and x rays. Phys. Rev. (2) 1, 35—49, 1913.
- Fritz Paneth.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXXIV. Über eine neue Methode zur Konzentrierung von Polonium. S.-A. Wien. Ber. 121 [2a], 2193—2194, 1912.
- C. F. Hogley.** Solubility of the Active Deposit of Thorium in Various Solvents. Phil. Mag. (6) 25, 330—332, 1913.
- L. Michiels.** Über die Radioaktivität der Lösungen von Uransalzen. Le Radium 9, 432—434, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 688.]
- A. Kailan.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXXII. Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. 5. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf sterilisierte wässrige Rohrzuckerlösungen. S.-A. Wien. Ber. 121 [2a], 2127—2132, 1912.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- E. W. Marchant.** An Investigation into the Magnetic Behaviour of Iron and some other Metals under the Oscillatory Discharge from a Condenser. Chem. News 107, 81, 1913.
- A. E. Oxley.** The variation of magnetic susceptibility with temperature. Cambridge Phil. Soc., Jan. 27, 1913 [Nature 90, 663, 1913.]
- Paul Pascal.** Remarques sur l'additivité du diamagnétisme en combinaison. C. R. 156, 323—325, 1913.
- Pierre Sève.** Détermination du coefficient d'aimantation de l'eau. Journ. de phys. (5) 8, 8—29, 1913.
- W. J. de Haas und P. Drapier.** Zur Messung der absoluten Suszeptibilität von Flüssigkeiten. Verh. d. D. Phys. Ges 15, 92, 1913.
- N. H. Williams.** The Stability of Residual Magnetism. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 75—76, 1913.]

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- Richard C. Tolman.** The electromotive force produced by the acceleration of conductors. Science (N. S.) 87, 192—193, 1913.
- Hans Busch.** Stabilität, Labilität und Pendelungen in der Elektrotechnik. Mit 69 Figuren. VIII u. 246 S. Leipzig, Verlag von S. Hirzel, 1913. (Preis 6 \mathcal{M} , geb. 7 \mathcal{M} .)
- C. G. Knott.** Change of electrical resistance of nickel subjected to cross-magnetic fields. Roy. Soc. Edinburgh, Jan. 20, 1913. [Nature 90, 664, 1913.]
- R. de Baillehache.** Composition des forces électromotrices d'induction (Méthode de M. A. Guillet). Lum. électr. (2) 21, 201—205, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.]

- A. D. Cole.** Diffraction and secondary radiation with electric waves of short wave-length. Phys. Rev. (2) 1, 2—15, 1913.
- A. Blondel.** Sur l'origine de la télégraphie sans fil par étincelles musicales. C. R. 156, 371—373, 1913.
- Louis Cohen.** Inductance and capacity of linear conductors and the determination of the capacity of horizontal antennae. Electrician 70, 881—883, 1913.
- H. Thurn.** Die Funkentelegraphie. 2. Aufl. Mit 58 Abb. VI u. 128 S. Leipzig, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Sammlung: Aus Natur und Geisteswelt, 167. Bd.) (Preis 1 \mathcal{M} , geb. 1,25 \mathcal{M} .)

14. Elektro- und Magneto-optik. Lichtelektrizität.

- Alexander Lippmann.** Elektrische Doppelbrechung in Flüssigkeiten und ihre Beziehung zu chemischer Zusammensetzung und Konstitution. 172 S. Diss. Leipzig 1912.
- W. Voigt.** Über elektrische und magnetische Doppelbrechung. II. Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1912, 832—848.
- W. Voigt.** Über elektrische und magnetische Doppelbrechung. III. Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1912, 861—878.
- C. Gutton.** Sur la durée d'établissement de la biréfringence électrique. C. R. 156, 387—389, 1913.
- Karl Körner.** Die Ritzsche Theorie des normalen Zeemaneffektes. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 69—74, 1913.
- A. Ll. Hughes.** On the Photo-Electric Effect in some Compounds. Phil. Mag. (6) 25, 832, 1913.
- David W. Cornelius.** The velocity of electrons in the photoelectric effect, as a function of the wave lengths of the light. Phys. Rev. (2) 1, 16—34, 1913.
- R. A. Millikan.** On the Cause of the Apparent Differences between Spark and Arc Sources in the Imparting of Initial Speeds to Photo-Electrons. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 73—75, 1913.]
- A. Partsch und W. Hallwachs.** Über das Reflexionsvermögen dünner Metallschichten, sowie longitudinale Wirkung und Eindringungstiefe bei der Lichtelektrizität. S.-A. Ber. math.-phys. Kl. Sächs. Ges. d. Wiss. 64, 147—166, 1912.
- H. Dember.** Über die Bestimmung der Loschmidtschen Zahl durch Messung der Absorption des Sonnenlichtes in der Atmosphäre. S.-A. Ber. math.-phys. Kl. Sächs. Ges. d. Wiss. 64, 259—265, 1912.
- H. Dember.** Über lichtelektrische Photometrie. S.-A. Ber. math.-phys. Kl. Sächs. Ges. d. Wiss. 64, 266—269, 1912.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

- David Hilbert.** Begründung der elementaren Strahlungstheorie. Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1912, 773—789.
- W. Voigt.** Das elektrostatische Feld in einer stationären Lichtstrahlung. Heinrich-Weber-Festschrift 1912, 422—427. [Beibl. 87, 224—225, 1912.]
- La théorie du rayonnement et les quanta.** Rapports et discussions de la Réunion tenue à Bruxelles, du 30 octobre au 3 novembre 1911. Sous les Auspices de M. E. Solvay. Publiés par MM. P. Langevin et M. de Broglie. VI n. 461 S. Paris, Gauthier-Villars, 1912. (Preis 15 fr.) *
- Marcel Brillouin.** Sur la théorie du rayonnement noir. C. R. 156, 301—304, 1913.
- J. Blein.** Optique géométrique. Paris, O. Doin, 1913. (Encyclopédie scientifique.) *

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

- H. Violette.** L'aberration centrale dans les lentilles complexes. Relation entre l'aberration centrale et l'astigmatisme aux bords du champ. Journ. de phys. (5) 8, 46—54, 1913.
- F. Kaisin.** Ein neuer Apparat zur Projektion der Interferenzfiguren von Kristallen im konvergenten polarisierten Licht. Ann. Soc. scient. Bruxelles 86, 183—187, 1912. [Beibl. 87, 223—224, 1912.]
- H. Buisson et Ch. Fabry.** Sur un microphotomètre destiné à la mesure de l'opacité des plaques photographiques. C. R. 156, 389—391, 1913.

Ugo Bordoni. Una definizione quantitativa della „nitidezza“ delle immagini reali. *Lincei Rend.* (5) **22** [1], 81—85, 1913.

A. Gleichen. Über Stereoskop-Aufnahmen. *ZS. f. Feinmechanik* **21**, 37—38, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

F. A. Molby. Some Direct Measurements of the Temperature Correction to the Refractive Index of Water around 20° C. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) **1**, 76, 1913.]

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationssebene.

Fred. Eugene Wright. The Index Ellipsoid (Optical Indicatrix) in Petrographic Microscope Work. *Sill. Journ.* (4) **85**, 133—138, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

W. T. David. Thermal Radiation from Hot Gases. *Phil. Mag.* (6) **25**, 256—270, 1913.

T. van Lohuizen. Reihen in den Spektren von Zinn und Antimon. *ZS. f. wiss. Photogr.* **11**, 397—414, 1913.

Charles E. St. John. Distribution of the Elements in the Solar Atmosphere. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) **1**, 78—79, 1913.]

Jean Meunier. Sur les spectres des nébuleuses et sur les analogies qu'on en peut tirer. *C. R.* **156**, 391—393, 1913.

W. N. Hartley. Über einige mineralische Bestandteile einer staubigen Atmosphäre. *ZS. f. wiss. Photogr.* **11**, 414—420, 1913.

Robert Luther und Andreas Nikolopoulos. Über die Beziehungen zwischen Absorptionsspektren und der Konstitution der komplexen Kobaltamminsalze. *ZS. f. phys. Chem.* **82**, 361—378, 1913.

H. Dember. Über die Bestimmung der Loschmidtschen Zahl durch Messung der Absorption des Sonnenlichtes in der Atmosphäre. *S.-A. Ber. math.-phys. Kl. Sächs. Ges. d. Wiss.* **64**, 259—265, 1912.

Rubens. Neue Reststrahlengruppen im ultraroten Spektrum und über die Absorption des Wasserdampfs im Gebiete der großen Wellenlängen. *Berl. Ber.* 1913, 201.

C. M. Stubbs. A Spectro-photometric Comparison of the Emissivity of Solid and Liquid Copper and of Liquid Silver at High Temperatures with that of a Full Radiator. *Roy. Soc. London*, Jan. 30, 1913. [*Chem. News* **107**, 81, 1913.]

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

E. Pringsheim. Zur Theorie der Lumineszenz. *Phys. ZS.* **14**, 129—131, 1913.

Hugo Kauffmann. Betrachtungen über die Fluoreszenztheorie des Herrn J. Stark. *ZS. f. Elektrochem.* **19**, 192—196, 1913.

J. Stark. Notiz zu diesen Betrachtungen des Herrn H. Kauffmann. *ZS. f. Elektrochem.* **19**, 196—197, 1913.

H. Kauffmann. Bemerkung zu vorstehender Notiz des Herrn J. Stark. ZS. f. Elektrochem. 19, 197, 1913.

Herbert E. Ives and C. W. Jordan. The Intrinsic Brillianoy of the Glowworm. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, Oct. 12, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 69—70, 1913.

8. Physiologische Optik.

Otto Lummer. Farbenempfindlichkeit des Auges und Leuchttechnik. S.-A. Licht u. Lampe Nr. 5, 6, 7, 1913 (?). 42 S.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

Karl Jellinek. Das Nernstsche Wärmetheorem und seine Beziehung zur Quantentheorie. (Fortsetzung.) ZS. f. d. ges. Kälteind. 20, 29—31, 1913.

Pierre Duhem. Sur la croissance adiabatique de l'entropie. C. R. 156, 284—286, 1913.

Hans Alterthum. Die Zustandsgleichung fester Körper. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 65—68, 1913.

S. Ratnowsky. Zur Theorie der festen Körper. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 75—91, 1913.

F. Burkhardt. Die absolute Temperatur. Beitrag zur Geschichte der Wärmelehre. 30 S. Glauchau 1912.

2. Kinetische Theorie der Materie.

H. Dember. Über die Bestimmung der Loschmidtschen Zahl durch Messung der Absorption des Sonnenlichtes in der Atmosphäre. S.-A. Ber. math.-phys. Kl. Sächs. Ges. d. Wiss. 64, 259—265, 1912.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

George K. Burgess. Der gegenwärtige Stand der Temperaturskala. Phys. ZS. 14, 152—158, 1913.

F. Henning. Das Gasthermometer als Grundlage für die Messung hoher Temperaturen. ZS. f. Elektrochem. 19, 185—192, 1913.

George K. Burgess. Ein Mikropyrometer. Phys. ZS. 14, 158—160, 1913.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

E. H. Amagat. Sur les lois des états correspondants. C. R. 156, 271—277, 1913.

R. D. Kleeman. The atomic constants and the properties of substances. Cambridge Phil. Soc., Jan. 27, 1913. [Nature 90, 663, 1913.

G. Tammann. Die Methode der Bestimmung von p — T -Linien zur Feststellung von Zustandsdiagrammen. Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1912, 790—802.

F. Körber. Über die Beziehungen zwischen den Volumenflächen der isotropen und anisotropen Phase und über den Verlauf der neutralen Kurve $\Delta v = 0$. Göttinger Nachr., math.-phys. Kl., 1912, 887—897.

- H. Vestesen.** Recherches sur les Changements d'état. 1. Transition de l'état vapeur à l'état liquide. Résumé. 16 S. Kopenhagen 1912.
- Hans Alterthum.** Die Zustandsgleichung fester Körper. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 65—68, 1913.
- O. Kausch.** Neuerungen auf dem Gebiete der Luftverflüssigung bzw. Trennung der Luft in ihre Bestandteile unter vorgängiger Verflüssigung der Luft. ZS. f. kompr. u. flüss. Gase 15, 1—7, 1913.
- E. Bartha.** Über die Siedepunkte der Alkalimetalle und Alkalihalogenide im Vakuum des Kathodenlichtes. 67 S. Diss. Heidelberg 1912. [Beibl. 87, 206—207, 1912.]
- J. Joly.** The Apophorometer. Phil. Mag. (6) 25, 301—311, 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

- O. Hauser und W. Steger.** Über die spezifische Wärme des Wismutoxyds. ZS. f. anorg. Chem. 80, 1—6, 1913.
- Malcolm Percival Applebey and David Leonard Chapman.** The Latent Heat of Vapours. Chem. Soc. London, Febr. 6, 1913. [Chem. News 107, 91, 1913.]

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

The temperatures of stars. Nature 90, 2259, 658—659, 1913.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

The spectrum of the Corona. Nature 90, 2259, 658, 1913.

Latitude distribution of absorption markings on H α spectroheliograms. Nature 90, 2259, 658, 1913.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A₁. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

W. N. Shaw. Meteorology and agriculture. J. and Proc. Scott. Met. Soc. 16 (3), 29.

R. C. Cann Lippincott. Goethe's Meteorology. Quart. J. 89, 165, 69—70, 1913.

Alfred Wegener. Thermodynamik der Atmosphäre. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1911. 8vo. 8 + 831 pp. 17 plates. Ref. E. Gold, Quart. J. 89, 165, 74—75, 1913.

Richard Assmann. Nachruf für Teisserenc de Bort. Wetter 80, 1, 4—10, 1913.

W. Marriott. Dr. C. Theodore Williams, 1838—1912. Quart. J. 89, 165, 57—59, 1913.

J. Bendel. Wetterpropheten. 2. Aufl. (Bd. 7 aus Naturwiss. Jugend-Bibliothek). 8°. VII, 140 S. m. 29 Abbildgn. Regensburg G. J. Manz, 1913. 1,20 M. *

Richard Hennig. Der Winter 1812/13 in Rußland. Wetter 80, 1, 10—15, 1913.

R. Assmann. Zum Eintritt des „Wetter“ in seinen dreißigsten Jahrgang. Wetter 80, 1, 1—4, 1913.

P. Richter. Regenwetten. Wetter 80, 1, 21, 1913.

Penalties imposed on careless observers. Quart. J. 89, 165, 42, 1913.

H. N. Dickson. Climate and weather. London, Williams and Norgate, 1912. pp. 256. Price 1 s. Ref. Hugh Robert Mill, Quart. J. 89, 165, 72—74, 1913. *

Wet-bulb isotherms for Australia. Quart. J. 89, 165, 56, 1913.

- J. W. Gregory.** The wet-bulb thermometer and tropical colonisation. J. and Proc. Scott. Met. Soc. 16 (3), Nr. 29.
- H. Mémery.** L'état atmosphérique au cours de l'été et de l'automne 1912. Annu. soc. mét. de France 60, 282—283, 1912.
- Boletín mensual del Observatorio del Ebro. Abril de 1912. 3, Nr. 4.
- Ch. Dufour.** Résumé des observations faites par les membres et les correspondants de la Société. Septembre 1912. Annu. soc. mét. de France 60, 286, 1912.
- Ch. Dufour.** Résumé des observations météorologiques faites à l'Observatoire du Parc Saint-Maur en septembre 1912. Annu. soc. mét. de France 60, 286—288, 1912.
- Chronological table of the meteorological phenomena in Korea. (Extract from Zôho Bunken Bikô.) (In jap. Sprache.) Sc. Mem. of the Met. Obs. Korea 2.
- J. Fenyi.** Ergebnisse der Beobachtungen der Temperatur und des Luftdruckes in Boroma (Südafrika). Wien. Sitzber. math.-nat. Kl. 121, Abt. IIa, November 1912. 16 S.
- Paul Habekost.** Die meteorologischen Registrierungen des Samoa-Observatoriums der Königl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen in Apia in den Jahren 1907 und 1908. 52 S. Göttingen 1913.
- Übersicht der an der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik im Jahre 1912 angestellten meteorologischen Beobachtungen. Wien. Anz. Nr. 4, 49—53, 1913.
- Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt f. Meteorologie und Geodynamik. Wien, Hohe Warte, Dezember 1912. Wien. Anz. Nr. 4, 37—42, 1913.
- K. Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im November 1912. Wetter 30, 1, 16, 1913.
- Die Witterung an der deutschen Küste im Dezember 1912. Ann. d. Hydr. 41, 2, 126—128, 1913.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

- W. N. Shaw.** The ascent of the italian Balloon „Albatross“ August 12, 1909. Nature 90, 2260, 673, 1913.
- Richard Assmann.** Automatic release of self-recording instruments from Balloon-Sondes. Quart. J. 39, 165, 61—62, 1913.
- International balloon ascents, 1913. Quart. J. 39, 165, 56, 1913.
- Internationale Ballonfahrt vom 5. Dezember 1912 bemannter und unbemannter Ballons. Wien. Anz. Nr. 4, 44—48, 1913.
- Robert Dietsius.** Die Variabilität der Steiggeschwindigkeit von Registrier und Pilotballonen. Wien. Anz. Nr. 5, 58—59, 1913.
- Robert Dietsius.** Einige Ergebnisse der in Wien bei antizyklonaler Wetterlage vorgenommenen Pilotballonaufstiege. Wien. Sitzber. math.-nat. Kl. 121, Abt. IIa, Dezember 1912. 37 S.
- Franz Linke.** Meteorologische Drachenaufstiege in Samoa. Aus den Nachr. d. Kgl. Ges. der Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1906. 11 S.
- W. Köppen.** Eintritt einer Temperaturumkehrung. Ann. d. Hydr. 41, 2, 121—122, 1913.
- Variations anormales de la température suivant la verticale. Annu. soc. mét. de France 60, 284—285, 1912.
- Josef Reger.** Die Erscheinungen der oberen Luftschichten im Dezember 1912. Wetter 30, 1, 17—19, 1913.
- Die Temperatur der oberen Luftschichten im Dezember 1912. Königliches Aeronautisches Observatorium Lindenberg. Karten-Beilage zu Wetter 30, 1, 1913.

2 A₃. Luftschiffahrt und Flugwesen.

- R. S. B.** Experimental studies in Aerodynamics. *Nature* **90**, 2260, 677—678, 1913.
- G. Pesci.** A graphic method for determining the altitude of aeroplanes. *Proc. U. S. Naval Inst.* **38**, 4, 1912.
- Alfred Schütze.** Sternzeit-Transformator. *Ann. d. Hydr.* **41**, 2, 95—97, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

- Franz Linke.** Messungen des Ionengehaltes und der Radioaktivität der Luft auf dem Großen Ozean. *Aus den Nachr. d. Kgl. Ges. der Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl.* 1906. 3 S.
- A. B. Chauveau.** L'ionisation de l'air en vase clos et la radiation pénétrante. *Annu. soc. mét. de France* **60**, 249—278, 1912.
- Investigation of atmospheric pollution. *Nature* **90**, 2259, 651—652, 1913.

2 C₁. Lufttemperatur.

- J. R. Milne.** On atmospheric cooling and its measurement. An experimental investigation. *J. and Proc. Scott. Met. Soc.* **16** (3), Nr. 29.
- C. Wesenberg-Lund.** Temperaturverhältnisse der Litoralregion. *Internat. Rev. d. gesamt. Hydrobiol. u. Hydrogr.* **5**, 2 u. 3, 1912.
- Ch. Dufour.** La température au Parc Saint-Maur pendant le troisième trimestre de 1912. *Annu. soc. mét. de France* **60**, 283—284, 1912.
- K. Joester.** Die Temperaturverhältnisse im November 1912 unter etwa 50° n. Br. *Wetter* **30**, 1, 17, 1913.

2 C₂. Strahlung.

- Eblé.** Faibles valeurs de la radiation solaire mesurée au Parc Saint-Maur. *Annu. soc. mét. de France* **60**, 282, 1912.

2 D. Luftdruck.

- The diurnal variations of atmospheric pressure. *Quart. J.* **39**, 165, 53—54, 1913.
- L. Besson.** Sur un élément périodique des variations du baromètre. *C. R.* **155**, 27, 1912.
- W. Köppen.** Zusammenhang der Luftdruckabweichungen über Island, den Azoren und Europa. *Ann. d. Hydr.* **41**, 2, 69—72, 1913.

2 E. Winde und Stürme.

- A. Paul.** Neueste Untersuchungen über den Föhn in den Nordalpen. *Wetter* **30**, 1, 19, 1913.
- Wilhelm Krebs.** The upper trade and antitrade winds. *Nature* **90**, 2259, 648, 1913.

2 F. Wasserdampf.

- R. Strachan.** Vapour quality and evaporation. *Quart. J.* **39**, 165, 68—69, 1913.

2 G. Niederschläge.

- Hugh Robert Mill.** Unprecedented rainfall in East Anglia, August 25, 26, 1912. *Quart. J.* **39**, 165, 1—28, 1913.

Arthur Pearse Jenkin. A 3 year period in rainfall. *Quart. J.* **89**, 165, 29—41, 1913.

Niederschlagsmengen in Zentraleuropa in Millimeter. November 1912. *Karten-Beilage zu Wetter* **80**, 1, 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

Karl Kähler. Luftelektrizität. Sammlung Göschel. Mit 18 Abb. Berlin und Leipzig, G. J. Göschelsche Verlagshandlung G. m. b. H., 1913.

Evan M'Lennan. Atmospheric potential. *Nature* **90**, 2259, 647, 1913.

C. Chree. Atmospheric potential. *Nature* **90**, 2260, 673, 1913.

G. Berndt. Luftelektrische Beobachtungen in Argentinien. Veröffentl. d. Dtsch. Wissensch. Ver. Buenos Aires. Nr. 3. Mit 3 Fig. Berlin 1913. 68 S. Nr. 4. Beobachtungen im Kamp. Nr. 5. Frühling, Sommer, März und April. S.-A. a. d. Phys. ZS.

Electric change on rain. *Quart. J.* **89**, 165, 42, 1913.

Observations à la mer. Chute de foudre. *Annu. soc. mét. de France* **60**, 284, 1912.

P. Richter. Kugelblitz. *Wetter* **80**, 1, 21, 1913.

Otto Meißner. „Zickzackblitze“. *Wetter* **80**, 1, 20, 1913.

Wilhelm Schmidt. Analyse des Donners. *Wien. Sitzber. math.-nat. Kl.* **121**, Abt. IIa, November 1912. 18 S.

2 I. Meteorologische Optik.

W. Möbius. Zur Theorie des Regenbogens an Kugeln von 1 bis 10 Lichtwellenlängen Durchmesser. Preisschr. gekrönt und herausgegeben v. d. Fürstl. Jablonowskischen Ges. z. Leipzig, Nr. 25 d. math.-nat. Sekt. 1912. 31 S.

G. C. Chandra. Sunset colours. *Quart. J.* **89**, 165, 63, 1913.

R. C. Cann Lippincott. Green flash. *Quart. J.* **89**, 165, 63—65, 1913.

P. Gruner. Dämmerungserscheinungen und Alpenglühen, beobachtet in Bern in den Jahren 1911 und 1912. S.-A. a. d. Mitt. d. Naturf. Ges. in Bern 1913. 26 S.

Edwin E. Glyde. Peculiar appearance of the sky during the summer 1912. *Quart. J.* **89**, 165, 62, 1913.

The Opacity of the atmosphere in 1912. *Nature* **90**, 2260, 683, 1913.

Arthur Paul. Trübung der Atmosphäre. *Wetter* **80**, 1, 20—21, 1913.

M. Besson. Sur un voile blanchâtre qui couvrait le ciel pendant l'été de 1912. *Annu. soc. mét. de France* **60**, 280—281, 1912.

A. M. Worthington. The water-surface „Halo“. *Nature* **90**, 2259, 647, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Humphrey P. Devereux. The australian high and secondary anticyclonic systems. *Quart. J.* **89**, 165, 65—68, 1913.

2 L. Dynamische Meteorologie.

Wilhelm Schmidt. Luftwogen im Gebirgstal; nach Variographenaufzeichnungen von Innsbruck. *Wien. Anz.* Nr. 5, 59—60, 1913.

2 M. Praktische Meteorologie.

Henry Bassett. Probable utility of salinity observations in the irish sea for long date weather-forecasting. *Quart. J.* **89**, 165, 43—53, 1913.

Wettersignale und Signale der Lotsenbehörden in den Häfen der Republik Mexico. Ann. d. Hydr. 41, 2, 117—118, 1913.

W. Malthan. Wetterkarten für den Schulgebrauch. Wetter 80, 1, 21—24, 1913.

P. Dechevrens. Règles de M. Guilbert. Annu. soc. mét. de France 60, 280, 1912.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

Charles Anthony. New form of standard barometer. Quart. J. 89, 165, 55—56, 1913.

Gewitter-Fernanzeiger. Telefunken-Ztg. 2, 9, 1913.

2 P. Klimatologie.

S. Fujiwhara. Periodic change of climatic elements relating to the oscillation of the earth's axis. J. Met. Soc. Japan, November 1912.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

Variation of latitude: the Kimura term. Nature 90, 2260, 683, 1913.

J. Chelli. Sur la latitude et ses variations périodiques. Astr. Nachr. 193, 23, 405—420, 1913.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

Karl Schneider. Die vulkanischen Erscheinungen der Erde. Centralbl. f. Min., Geol. u. Paläontol. Nr. 4, 102—109, 1913.

3 F. Erdbeben.

De Montessus de Ballore. Mégaséismes et saisons. C. R. 156, 414—415, 1913.

R. de Kövesligethy. Sur l'étude de la constitution du Globe, au moyen des rayons sismiques. C. R. 156, 363—366, 1913.

Franz Linke. Numerische Übersicht der am Samoa-Observatorium im Jahre 1905 registrierten Fern- und Naherdbeben. Aus den Nachr. d. Kgl. Ges. der Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Kl. 1906. 4 S.

Submarine seismic disturbances. London Month. Met. Chart. Ind. Ocean, Febr. 1913.

C. Mainka. Das bifilare Kegelpendel. (Instrument für die Aufzeichnung von Erdbeben.) S.-A. a. d. Mitt. d. Philomath. Ges. in Elsaß-Lothr. 4, 5, 633—667, 1912.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

A. L. Cortie. Sun-spots and terrestrial magnetic phenomena, 1898—1911: the greater magnetic storms. Second paper. Month. Not. 73, 3, 148—155, 1913.

3 H. Niveauperänderungen.**3 I. Orographie und Höhenmessungen.****3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.****3 L. Küsten und Inseln.****3 M. Oceanographie und ozeanische Physik.**

- H. Spethmann.** Der Wasserhaushalt der Ostsee. ZS. d. Ges. f. Erdkde. Berlin Nr. 10, 1912.
- R. Witting.** Die Hydrographie der Ostsee. ZS. d. Ges. f. Erdkde. Berlin Nr. 10, 1912.
- Hermann Dannies.** Die Gezeiten von Ragusa, St. Andrea und Pelagosa. Ein Beitrag zur Kenntnis der Gezeiten der Adria. Ann. d. Hydr. 41, 2, 77—86, 1913.
- K. Greim.** Vorläufige Mitteilungen über photographische Lichtmessungen im Meer. Bull. Inst. Océanogr. Monaco, Novembre 20, 1912.
- Rudolf Lütgens.** Vorläufiger Bericht über maritim-meteorologische Untersuchungen auf einer Reise nach Westindien. Verdunstungsmessungen. Ann. d. Hydr. 41, 2, 73—76, 1913.
- G. F. McEwen.** Ocean temperatures along the west coast of North America. Internat. Rev. d. gesamt. Hydrobiol. u. Hydrogr. 5, 2 u. 3, 1912.
- Albert I^{er} de Monaco.** Résultats des campagnes scientifiques. Exploration du Nord-Ouest du Spitzberg entreprise sous les auspices de S. A. S. le Prince de Monaco par la mission Isachsen. Fascic. XL. 1^{ère} Partie. G. Isachsen. 116 p. avec 25 planches et 3 cartes. Fascic. XLIII. 4^{ème} Partie. J. Schetelig. 32 p. avec 2 planches. Fol. 1912. Imprimerie de Monaco.
- Le Gulf-Stream.** Annu. soc. mét. de France 60, 284, 1912.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

- G. Berndt.** Über die Bestimmung des Emanationsgehaltes von Quellwässern. S.-A. a. d. Ann. d. Phys. (4. Folge) 38, 958—986, 1912.
- Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im Dezember 1912.** Wien. Anz. Nr. 4, 43, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

- Mlle. E. W. Käminka.** Die Dauer der Schneedecke auf dem Nordabhange der Karpaten. Bull. Acad. des Scs. de Cracovie. Cl. des Scs. math. et nat. (A). Sciences math. Nr. 9a, 871—884, 1912.
- Ice chart of the southern hemisphere, 1885—1911.** October, November and December and of 1902—1911, January, February and March. London, Month. Met. Chart. Ind. Ocean, December 1912 and February 1913.
- M.** Die Eisverhältnisse um Spitzbergen in der zweiten Hälfte des Juni 1912. Ann. d. Hydr. 41, 2, 118—120, 1913.
- A. C. Reichard.** Die Eisverhältnisse in den nordpolaren Meeren 1911. Ann. d. Hydr. 41, 2, 120—121, 1913.
- G. Reinicke.** Eis und Schifffahrt der fünf Winter von 1907/08 bis 1911/12 in den Häfen des Schwarzen Meeres. Ann. d. Hydr. 41, 2, 86—91, 1913.
- H. T. Barnes.** Iceberg melting. Nature 90, 2260, 671—673, 1913.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel

für reine Physik

Richard Assmann

für kosmische Physik

12. Jahrg.

30. März 1913.

Nr. 6.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 6 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 14. März 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

Taschenbuch für Mathematiker und Physiker, unter Mitwirkung zahlreicher Fachgenossen herausgegeben von Felix Auerbach und Rudolf Rothe. Mit einem Bildnis Friedrich Kohlrauschs. 3. Jahrg., 1913. X u. 463 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Preis geb. 6 M.) *

Dr. Werner von Bolton †. ZS. f. Elektrochem. 19, 250, 1913.

C. Graebe. Der Entwicklungsgang der Avogadroschen Theorie. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) 87, 145—208, 1913.

L. Holborn. Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt. 25 Jahre ihrer Tätigkeit. 2. Wärme. Die Naturwissenschaften 1, 225—229, 1913.

The National Physical Laboratory. Nature 90, 712—713, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

Adolf F. Weinhold. Physikalische Demonstrationen. Anleitung zum Experimentieren im Unterricht an höheren Schulen und technischen Lehranstalten. 5. Aufl. Mit 702 Figuren im Text und auf 7 Tafeln. Dritte Lieferung. XII S. u. S. 705—1097. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1913. (Preis 11 M.) *

F. Henning. Ein Thermostat für tiefe Temperaturen. ZS. f. Instrkde. 88, 33—38, 1913.

3. Maß und Messen.

W. Weitbrecht. Ausgleichungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate. 2. Aufl. 2 Teile. 127 u. 141 S. Leipzig 1913. (Preis 1,50 M.) *

- B. Budde.** Kilogramm-Kraft und Kilogramm-Masse, ein Vorschlag zur Einigung. Mit einer Einleitung von K. Strecker. ZS. d. Ver. d. Ing. 57, 303—305, 1913. Nachtrag dazu S. 386.
- Ch. Ed. Guillaume.** Metrologie und Gesetzgebung. Rev. gén. des sciences 23, 733, 1912. [D. Mech.-Ztg. 1913, 24—26.]
- A. Leman.** Die Reineckersche Meßmaschine der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. D. Mech.-Ztg. 1913, 33—39.
- Gustav Förster.** Untersuchung zweier Teilkreise der Firmen G. Heyde und M. Hildebrand auf einem Wanschaffschen Teilkreisprüfer. ZS. f. Instrkte. 33, 10—19, 39—52, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- M. Laue.** Das Relativitätsprinzip. 2. Aufl. Mit 22 Abb. im Text. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1913. (Sammlung: Die Wissenschaft, Bd. 38.) (Preis 8 \mathcal{M} , geb. 8,80 \mathcal{M} .) *
- M. Laue.** Die Transformation der ponderomotorischen Kräfte in der Relativitätstheorie. Phys. ZS. 14, 210, 1913.
- C. Cailler.** Les équations du principe de relativité et la géométrie. Arch. sc. phys. et nat. (4) 35, 109—139, 1913.
- Paul Appell.** Sur l'équilibre de fils dont les éléments s'attirent ou se repoussent en fonction de la distance. C. R. 156, 500—504, 1913.
- H. Marchand.** The gyrostatic compass. From the Smithsonian Rep. for 1911, 111—115, 1912.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- Rudolf Mayer.** Über Elastizität und Stabilität des geschlossenen und offenen Kreisbogens. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 246—320, 1913.
- E. G. Coker.** A Column Testing Machine. Proc. Phys. Soc. London 25, 106—110, 1913.
- E. G. Coker.** The Effects of Holes and Semicircular Notches on the Distribution of Stress in Tension Members. Proc. Phys. Soc. London 25, 95—105, 1913.
- W. H. Dalby.** Load extension Diagrams taken with the Optical Load extension Indicator. Roy. Soc. London, Febr. 13, 1913. [Chem. News 107, 103, 1913.]
- Charles Edward Larard.** The Law of Plastic Flow of a Ductile Material and the Phenomena of Elastic and Plastic Strains. Proc. Phys. Soc. London 25, 83—94, 1913.
- R. Baumann.** Versuche über die Elastizität und Festigkeit von Bambus, Akazien-, Eschen- und Hickoryholz. Mit einem Nachtrag: Ergebnisse der Prüfung von Holzrohren auf Drehungs-, Biegungs- und Druckfestigkeit. Mitt. üb. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw. 131, 41—70, 1913.

6. Hydromechanik.

- A. S. Ramsey.** A Treatise on hydromechanics. Part 2. Hydrodynamics. 374 S. London, Bell, 1913. (Preis 10 s. 6 d.) *
- Henri Villat.** Sur la détermination des problèmes d'Hydrodynamique relatifs à la résistance des fluides. C. R. 156, 442—445, 1913.
- U. Cisotti.** Sur les mouvements rigides d'une surface de tourbillon. C. R. 156, 539—541, 1913.
- Luigi Amoroso.** Moto lento di un fluido viscoso. Lincei Rend. (5) 23 [1], 147, 1913.
- H. Blasius.** Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen in Flüssigkeiten. Mitt. üb. Forschungsarb. a. d. Geb. d. Ingenieurw. 131, 1—39, 1913.

7. Kapillarität.

- William Jacob Jones.** Über die Größe der Oberflächenenergie fester Stoffe. ZS. f. phys. Chem. 82, 448—456, 1913.
R. D. Kleeman. On the Properties of a Liquid connected with its Surface Tension. Proc. Cambr. Phil. Soc. 17, 149—159, 1913.

8. Aeromechanik.

- L. Crussard.** Sur la déformation des ondes dans les gaz et sur les interférences finies. C. R. 156, 447—450, 1913.
Alfred Lechner. Einfache Experimente zur Phygoidentheorie. Phys. ZS. 14, 210—212, 1913.
H. v. Sanden. Über den Auftritt im natürlichen Winde. ZS. f. Math. u. Phys. 61, 225—245, 1913.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

- G. H. Bryan.** The Dynamics of Pianoforte Touch. Phys. Soc. London, Febr. 14, 1913. [Chem. News 107, 105—106, 1913. Nature 90, 716, 1913.]

2. Physiologische Akustik.

- Albert Musehold.** Allgemeine Akustik und Mechanik des menschlichen Stimmorgans. 134 S. Berlin, Julius Springer, 1913. (Preis 10 *M.*, geb. 11 *M.*.)

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

- Clarke, Thorpe, Ostwald, Urbain.** Jahresbericht der internationalen Atomgewichtskommission für 1913. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) 87, 237—240, 1913.
Theodore William Richards. The fundamental properties of the elements. (Faraday lecture.) From the Smithsonian Rep. for 1911, 199—215, 1912.
Kasimir Fajans. Die neueren Vorstellungen von der Struktur der Atome. Die Naturwissenschaften 1, 237—241, 1913.
Frederick Soddy. The radio-elements and the periodic law. Chem. News 107, 97—99, 1913.
Hawksworth Collins. The structure of some of the elements. Chem. News 107, 99—100, 1913.
Otto Röhm. Maßanalyse. Mit 14 Figuren. 2. Aufl. Berlin u. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, G. m. b. H., 1912. (Sammlung Göschen, Heft 221.) (Preis geb. 0,90 *M.*)

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

- A. J. Berry.** Notes on the volatilization of certain binary alloys in high vacua. Proc. Cambr. Phil. Soc. 17, 31—33, 1913.
William Robert Bousfield. Ionisation and the Law of Mass Action. Journ. chem. soc. 103, 307—317, 1913.

- George McPhail Smith.** Heterogeneous Equilibria between Aqueous and Metallic Solutions. II. Interaction of Mixed Salt Solutions and Liquid Amalgams. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 39—49, 1913. [Journ. chem. soc. **104**, Abstr. II, 124, 1913.]
- Scala Alberto.** Solubilità, nell' acqua, del piombo di coppia ed in lega con altri metalli. Lincei Rend. (5) **22** [1], 155—162, 1913.
- William Jacob Jones, Arthur Lapworth, and Herbert Muschamp Lingford.** The Influence of Water on the Partial Pressures of Hydrogen Chloride above its Alcoholic Solutions. Journ. chem. soc. **103**, 252—263, 1913.
- Paul Rohland.** Über die Adsorptionsfähigkeit der Hydroxyde des Siliciums, Aluminiums und Eisens. VI. ZS. f. anorg. Chem. **80**, 174, 1913.
- Karl Pomplun.** Über die Adsorption in Lösungen. 48 S. Diss. Halle 1912.
- Johannes Zeutschel.** Über die Okklusion von Wasserstoff durch Palladium bei tiefen Temperaturen. 28 S. Diss. Halle 1912.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- W. S. Tucker.** The Electrical Conductivity and Fluidity of Strong Solutions. Proc. Phys. Soc. London **25**, 111—124, 1913.
- Leon Irwin Shaw.** Studies of the electrical conductance of non-aqueous solutions. Journ. phys. chem. **17**, 162—176, 1913.
- S. W. J. Smith and H. Moss.** The Resistance of Electrolytes. Proc. Phys. Soc. London **25**, 133—145, 1913.
- A. Grumbach.** Retard de l'électrolyse sur la force électromotrice polarisante. C. R. **156**, 542—543, 1913.
- S. J. Bates.** Das Jodcoulometer und der Wert des Faraday. Eine Korrektur. Journ. Amer. Chem. Soc. **34**, 1515, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, I, 876.]
- Das Silbervoltameter.** I. Teil. Von E. B. Rosa und G. W. Vinal. II. Teil. Von E. B. Rosa, G. W. Vinal und A. S. McDaniel. Elektrot. ZS. **34**, 232—234, 1913.
- P. P. Fedotieff und Wl. Iljinsky.** Beiträge zur Elektrometallurgie des Aluminiums. ZS. f. anorg. Chem. **80**, 113—154, 1913.
- W. D. Treadwell.** Über die elektroanalytische Trennung des Kupfers von Wolfram und Molybdän. ZS. f. Elektrochem. **19**, 219—221, 1913.
- W. A. Plotnikow.** Untersuchungen über die Elektrochemie nichtwässriger Lösungen. Das Schützenbergsche Ätherbromid. ZS. f. Elektrochem. **19**, 211—215, 1913.

4. Photochemie.

- Wilder D. Bancroft.** [The photographic plate. IX. The latent image. Part V. Latent Image is not a Physical Modification. Journ. phys. chem. **17**, 93—153, 1913.]
- Jean Bielecki et Victor Henri.** Etude quantitative de l'absorption des rayons ultraviolets par les acides et leurs éthers en solutions aqueuses et alcooliques. C. R. **156**, 550—552, 1913.
- G. Ciamician e P. Silber.** Azioni chimiche della luce. Nota XXIV. Lincei Rend. (5) **22** [1], 127—132, 1913.
- Daniel Berthelot et Henry Gaudechon.** Sur l'inversion du saccharose par les rayons ultraviolets. C. R. **156**, 468—470, 1913.
- Jules Courmont.** The sterilization of drinking water by ultra-violet radiations. From the Smithsonian Rep. for 1911, 235—245, 1912.

5. Thermochemie.

- G. Reboul.** Influence de la forme géométrique des solides sur les actions chimiques qu'ils éprouvent. C. R. 156, 548—550, 1913.
- Gilbert N. Lewis.** Free Energy of Chemical Substances. Introduction. Journ. Amer. Chem. Soc. 35, 1—30, 1913. [Journ. chem. soc. 104, Abstr. II, 112, 1913.]

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

- Fritz Credner.** Über die Veränderungen des galvanischen Widerstandes, welche man beim Ziehen und Tordieren von Drähten und beim Erwärmen gezogener und tordierter Drähte beobachtet; untersucht an Drähten aus Gold, Silber, Kupfer, Nickel und Eisen. ZS. f. phys. Chem. 82, 457—503, 1913.
- A. Smits und K. Endell.** Über das System SiO_2 . ZS. f. anorg. Chem. 80, 176—184, 1913.
- E. von Fedorow.** Chemische Molekel und Kristallmolekel. ZS. f. Krist. 52, 22—43, 1913.
- W. Friedrich.** Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen und die Raumgitter der Kristalle. ZS. f. Krist. 52, 58—62, 1913.
- G. Wulff.** Über die kristallographische Bedeutung der Richtungen der durch eine Kristallplatte gebeugten Röntgenstrahlen. ZS. f. Krist. 52, 65—67, 1913.
- P. Tschirwinsky.** Kristallographische Untersuchung von zwei Scandium-Platincyänen. ZS. f. Krist. 52, 44—47, 1913.
- A. Młodziejowski.** Beobachtungen über fließende Kristalle des Ammoniumoleats. ZS. f. Krist. 52, 1—10, 1913.
- A. Duffour.** Sur un cas intéressant de dimorphisme. C. R. 156, 473—475, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- W. Perren Maycock.** A First book of electricity and magnetism. 4 ed. 374 S. London, Whittaker, 1913. (Preis 2 s. 6 d.) *
- M. Laue.** Das Relativitätsprinzip. 2. Aufl. Mit 22 Abb. im Text. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1913. (Sammlung: Die Wissenschaft, Bd. 38.) (Preis 8 \mathcal{M} , geb. 8,80 \mathcal{M} .) *

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

- G. Quincke.** Über Brechung elektrischer Strahlen und elektrische Schaumwände. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 96—101, 1913.

4. Maße und Meßinstrumente.

- V. Crémieu.** Nouvel électromètre idiostatique. C. R. 156, 460—463, 1913.
- H. Rohmann.** Drehspulgalvanometer mit vergrößerter Empfindlichkeit. Phys. ZS. 14, 203—209, 1913.

- H. Schering und R. Schmidt.** Die Messung des Phasenwinkels großer Drahtwiderstände durch Vergleich mit Widerständen aus Mannit-Borsäure-Lösung. *Archiv f. Elektrot.* **1**, 423—432, 1913.
- F. Goldschmidt.** Massenfabrikation im Bau elektrischer Meßinstrumente. *D. Mech.-Ztg.* 1913, 22—24.

5. Apparate.

- S. G. Brown.** Some Methods of Magnifying Feeble Signalling Currents. *Proc. Phys. Soc. London* **25**, 125—132, 1913.
- Siegmond Loewe.** Genaue Eichung einer Thermoelement-Anordnung. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **6**, 451—458, 1913.
- Shunkichi Kimura.** Studien über Resonanzinduktor mit 1000 periodigem Wechselstrom. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* **6**, 459—489, 1913.
- W. Tschudy.** Experimentelle Untersuchungen am Quecksilberdampf-Gleichrichter für Wechselstrom. *Diss. Techn. Hochschule Zürich.* 62 S. 1912. [Beibl. **37**, 316—317, 1913.]
- George O. Squier.** Multiplex telephony and telegraphy by means of electric waves guided by wires. *From the Smithsonian Rep. for 1911*, 133—153, 1912.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

- J. McWhan.** The electron theory of thermoelectricity. *Roy. Soc. Edinburgh*, Febr. 3, 1913. [*Nature* **90**, 717, 1913.]
- Siegfried Hilpert und Fritz Herrmann.** Über die thermoelektrischen Eigenschaften einiger irreversibler Nickel- und Manganstähle. *ZS. f. Elektrochem.* **19**, 215—219, 1913.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

- Fritz Credner.** Über die Veränderungen des galvanischen Widerstandes, welche man beim Ziehen und Tordieren von Drähten und beim Erwärmen gezogener und tordierter Drähte beobachtet; untersucht an Drähten aus Gold, Silber, Kupfer, Nickel und Eisen. *ZS. f. phys. Chem.* **82**, 457—503, 1913.
- H. J. van der Bijl.** Über langsame Ionen in flüssigen Dielektriken. *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 102—108, 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

- A. Guillet et M. Aubert.** Déperdition électrique dans le système plan-sphère-air atmosphérique. Coefficient de dissymétrie, samesure. *C. R.* **156**, 458—460, 1913.
- R. de Muynck.** Entladungspotential zwischen einem Draht und einer Kugel. *Ann. soc. scient. Bruxelles* **86**, 168—174, 1912. [Beibl. **37**, 315, 1913.]
- J. S. Anderson and G. B. Burnside.** A new method of starting mercury-vapour apparatus. *Roy. Soc. Edinburgh*, Febr. 3, 1913. [*Nature* **90**, 717, 1913.]
- Herbert Edmeston Watson.** Some Experiments on the Electrical Discharge in Helium and Neon. *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **17**, 90—107, 1913.
- J. Norman Collie, Hubert S. Patterson.** On the Appearance of Helium and Neon in Vacuum Tubes. *Nature* **90**, 699, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

- W. L. Bragg.** The Diffraction of Short Electromagnetic Waves by a Crystal. Proc. Cambr. Phil. Soc. 17, 43—57, 1913.
- P. Lenard.** Kinetische Theorie der positiven Strahlen. Sitzungsber. Heidelb. Akad. d. Wiss. Math.-naturw. Kl., Abt. A. Math.-phys. Wiss. 1913, 4. Abh. 16 S.
- W. Friedrich.** Interferenzerscheinungen bei Röntgenstrahlen und die Raumgitter der Kristalle. ZS. f. Krist. 52, 58—64, 1913.
- G. Wulff.** Über die kristallographische Bedeutung der Richtungen der durch eine Kristallplatte gebeugten Röntgenstrahlen. ZS. f. Krist. 52, 65—67, 1913.
- R. Whiddington.** Note on the Röntgen radiation from cathode particles traversing a gas. Proc. Cambridge Phil. Soc. 17, 144—146, 1913.
- William Ramsay.** The Presence of Helium in the Gas from the Interior of an X-Ray Bulb. Journ. chem. soc. 103, 264—266, 1913.
- H. Clyde Snook.** Some recent developments in radiography. Journ. Franklin Inst. 175, 1—13, 1913.
- Kasimir Fajans.** Die neueren Vorstellungen von der Struktur der Atome. Die Naturwissenschaften 1, 237—241, 1913.
- Frederick Soddy.** The radio-elements and the periodic law. Chem. News 107, 97—99, 1913.
- Hawthorth Collins.** The Structure of some of the elements. Chem. News 107, 99—100, 1913.
- Arnaldo Piutti.** L'elio nei minerali di glucinio. Lincei Rend. (5) 22 [1], 140—144, 1913.
- William Duane et Otto Scheuer.** Décomposition de l'eau par les rayons α . C. R. 156, 466—467, 1913.
- E. v. Schweidler.** Zur Theorie der Konzentrationsschwankungen in radioaktiven Lösungen. Phys. ZS. 14, 198—200, 1913.
- J. Chadwick and A. S. Russell.** Excitation of γ -Rays by the α -Rays of Ionium and Radiothorium. Roy. Soc. London, Febr. 13, 1913. [Chem. News 107, 103, 1913.]

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- Kôtarô Honda and Hiromu Takagi.** Über die Suszeptibilität des Eisens, Stahles, Nickels und Kobalts bei höheren Temperaturen. Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc. (2) 6, Nr. 22, 314—325, 1912.
- Albert Perrier et H. Kamerlingh Onnes.** La susceptibilité initiale du nickel aux très basses températures. Onnes Comm. Leiden, Suppl., Nr. 27 to No. 121—132, 1912.
- A. E. Oxley.** The Variation of Magnetic Susceptibility with Temperature. Part II. On Aqueous Solutions. Proc. Cambr. Phil. Soc. 17, 65—89, 1913.
- Heinrich Hoffmann.** Zyklische Magnetisierungen, die einer konstanten Magnetisierung überlagert sind, nebst Anwendungen auf das Telephon. Archiv f. Elektrotechn. 1, 433—458, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- André Blondel.** Diagramme bipolaire des alternateurs synchrones travaillant, en générateurs ou en récepteurs, sur un réseau à potentiel constant, dans la théorie des deux reactions. C. R. 156, 545—548, 1913.
- Gouy.** Sur la production de champs magnétiques intenses à la surface du Soleil. C. R. 156, 512—515, 1913.
- Jean Becquerel et L. Matout et Mlle. W. Wright.** Sur le phénomène de Hall dans l'antimoine. C. R. 156, 463—466, 1913.
- Paul Kalisch.** Beiträge zur Berechnung der Zugkraft von Elektromagneten. Theoretischer Teil. Archiv f. Elektrotechn. 1, 458—470, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- J. F. J. Bethenod.** Über den günstigsten Wert des Nutzwiderstandes eines Resonators. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 436—438, 1913.
- Aage S. M. Sørensen.** Graphische Bestimmung der Wellenlänge bei gleichzeitiger unabhängiger Variation der Kapazität und Selbstinduktion. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 429—435, 1913.
- J. Salpeter.** Das Reflexionsvermögen eines ionisierten Gases für elektrische Wellen. Phys. ZS. 14, 201—203, 1913.
- Albert Turpain.** L'inscription des signaux hertziens de l'heure. Possibilité d'inscrire directement et de déterminer sans calcul et au centième de seconde près l'heure envoyée par la Tour Eiffel. C. R. 156, 454—456, 1913.
- Georges Meslin.** Influence reciproque des antennes parallèles sur les conditions de réception des ondes hertziennes. C. R. 156, 543—545, 1913.
- G. Marconi.** Radiotelegraphy. From the Smithsonian Rep. for 1911, 117—131, 1912.
- Louis Cohen.** Inductance and capacity of linear conductors and the determination of the capacity of horizontal antennae. Electrician 70, 881—883, 917—919, 1913.
- Eugen Nesper.** Neuerungen beim Marconisystem. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 438—451, 1913.

14. Elektro- und Magneto-optik. Lichtelektrizität.

V. Optik des gesamten Spektrums.

I. Allgemeines.

- R. W. Wood.** Optique physique. Ouvrage traduit de l'anglais d'après la deuxième édition par H. Vigneron et H. Labrousse. Tome 1. Optique ondulatoire. VI u. 436 S. Paris, libr. Gauthier-Villars, 1913. *
- M. Laue.** Das Relativitätsprinzip. 2. Aufl. Mit 22 Abb. im Text. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1913. (Sammlung: Die Wissenschaft, Bd. 38.) (Preis 8 M., geb. 8,80 M.) *
- D. A. Goldhammer.** Dispersion und Absorption des Lichtes in ruhenden isotropen Körpern. Theorie und ihre Folgerungen. VI u. 144 S. Mit 28 Textfiguren. Leipzig u. Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Math.-phys. Schr. f. Ing. u. Stud., herausgeg. von E. Jahnke, 16.) (Preis 3,60 M., geb. 4 M.) *

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

- Carl Leiss.** Das Zielfernrohr, seine Einrichtung und Anwendung. Mit 35 Abbildungen im Text. 67 S. Neudamm, Verlag von J. Neumann, 1913. (Preis 1,80 M.) *
- E. Hammer.** Der Distanzmesser von J. Zwicky. ZS. f. Instrkde. 33, 52—59, 1913.
- A. Gleichen.** Über Stereoskop-Aufnahmen. ZS. f. Feinmechanik 21, 37—38, 50—51, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

- K. George Falk.** Die Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur. III. ZS. f. phys. Chem. 82, 504—509, 1913.
- Christian Baestlein.** Untersuchungen über Brechungskoeffizienten flüssiger Kristalle. 32 S. Diss. Halle 1912.

- D. A. Goldhammer.** Dispersion und Absorption des Lichtes. VI u. 144 S. Mit 28 Textfiguren. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Math.-phys. Schr. f. Ing. u. Stud., herausgeg. von E. Jahnke, 16.) (Preis 3,60 *M.*, geb. 4 *M.*) *
- R. W. Wood.** Die selektive Dispersion des Quecksilberdampfes bei der Absorptionslinie 2536. (The selective dispersion of mercury vapor at the 2536 absorption line.) Phys. ZS. 14, 191—195, 1913.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

- H. Ambronn.** Über die Dispersion und Doppelbrechung in den Mischkristallen von Strontium- und Bleidithionat. ZS. f. Krist. 52, 48—57, 1913.
- Christian Baestlein.** Untersuchungen über Brechungskoeffizienten flüssiger Kristalle. 32 S. Diss. Halle 1912.
- H. Rupe.** Untersuchungen über den Einfluß der Konstitution auf das Drehungsvermögen optisch-aktiver Substanzen. IV. u. V. Lieb. Ann. 895, 87—148, 1913.
- Thomas Stewart Patterson.** An Attempt to Harmonise, Qualitatively, the Relation between Temperature and Rotation for Light of all Refrangibilities of Certain Active Substances, both in the Homogeneous State and in Solution. Journ. chem. soc. 103, 145—177, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

- Rudolf Ladenburg.** Bemerkungen über das Verhältnis von Emissions- und Absorptionsvermögen leuchtender Gase. Phys. ZS. 14, 195—198, 1913.
- R. W. Wood.** Die selektive Dispersion des Quecksilberdampfes bei der Absorptionslinie 2536. (The selective dispersion of mercury vapor at the 2536 absorption line.) Phys. ZS. 14, 191—195, 1913.
- R. W. Wood.** Resonanzspektren von Joddampf bei vielfacher Erregung. (Resonance Spectra of Iodine by multiplex excitation.) Phys. ZS. 14, 177—189, 1913.
- R. W. Wood.** Resonanzversuche mit den längsten Wärmewellen. (Resonance experiments with the longest heat-waves.) Phys. ZS. 14, 189—191, 1913.
- R. W. Wood.** Recent experiments with invisible light. From the Smithsonian Rep. for 1911, 155—166, 1912.
- Thomas Ralph Merton.** The Form of Extinction Curves: Cobalt Nitrate Solutions. Journ. chem. soc. 103, 249—252, 1913.
- Louis Vessot King.** On the Scattering and Absorption of Light in Gaseous Media, with Applications to the Intensity of Sky Radiation. Phil. Trans. (A) 212, 375—433, 1913.
- D. A. Goldhammer.** Dispersion und Absorption des Lichtes. VI u. 144 S. Mit 28 Textfiguren. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Math.-phys. Schr. f. Ing. u. Stud., herausgeg. von E. Jahnke, 16.) (Preis 3,60 *M.*, geb. 4 *M.*) *

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

- H. Lehmann.** Über die Lumineszenzanalyse, eine neue Untersuchungsmethode für Chemikalien im ultravioletten Licht. S.-A. ZS. f. angew. Chem. 25, 1110—1114, 1912.

- Ottomar Wolff.** Zur Lumineszenzanalyse. S.-A. Chem.-Ztg. 1912, Nr. 110, 39 S.
- R. J. Strutt.** Über die „chemisch-aktive Modifikation“ des Stickstoffs (Erwiderung.) Phys. ZS. 14, 215, 1913.
- F. Alex. McDermott.** Recent advances in our knowledge of the production of light in living organisms. From the Smithsonian Rep. for 1911, 345—362, 1912.

8. Physiologische Optik.

- Tscherning.** Une théorie de la vision. C. R. 156, 569—570, 1913.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

- Pierre Duhem.** Sur deux inégalités fondamentales de la Thermodynamique. C. R. 156, 421—424, 1913.
- H. Tetrode.** Bemerkungen über den Energieinhalt einatomiger Gase und über die Quantentheorie für Flüssigkeiten. Phys. ZS. 14, 212—215, 1913.
- Konrad W. Jurisch.** Über die Spannung, Dichte und Ausdehnung des gesättigten Wasserdampfs. ZS. f. phys. Chem. 82, 385—402, 1913.
- L. Lecornu.** Sur une cause d'explosion de chaudière. C. R. 156, 504—506, 1913.
- Kurt Neumann.** Die Vorgänge im Gasgenerator auf Grund des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik. ZS. d. Ver. d. Ing. 57, 338—342, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

- Albert P. Mathews.** A method of determining „a“ of van der Waals's equation from the surface tension. Journ. phys. chem. 17, 154—161, 1913.
- Ernst August Block.** Über die Schmelzkurven einiger Stoffe. ZS. f. phys. Chem. 82, 403—438, 1913.
- A. J. Berry.** Notes on the volatilization of certain binary alloys in high vacua. Proc. Cambr. Phil. Soc. 17, 31—33, 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

- Frederick Gray Jackson.** Die spezifischen Wärmen kristallisierter Salze. Journ. Amer. Chem. Soc. 34, 1470—1480, 1912. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 881.
- H. Tetrode.** Bemerkungen über den Energieinhalt einatomiger Gase und über die Quantentheorie für Flüssigkeiten. Phys. ZS. 14, 212—215, 1913.
- Edm. van Aubel.** Sur la chaleur latente de vaporisation des métaux. C. R. 156, 456—457, 1913.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Carl Störmer. Sur un problème important dans la Physique cosmique. C. R. 156, 450—453, 1913.

Carl Störmer. Sur un problème mécanique et ses applications à la physique cosmique. C. R. 156, 536—539, 1913.

Heinrich Froelich. Der Strahlungsdruck als kosmisches Prinzip. Mit 16 im Interesse der Anschaulichkeit zum Teil stark karrierten Textfiguren. S.-A. Heft 1 der Monatsschrift Neue Weltanschauung 6, 1913.

1 B. Planeten und Monde.

C. Pulfrich. Über Veränderungen auf dem Monde. Astr. Nachr. 194, 4634, 27—28, 1913.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

The solar activity. Nature 90, 2261, 710, 1913.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

R. Dongier. L'oeuvre météorologique de Bernard Brunhes. Annu. soc. mét. de France 60, 296—306, 1912.

Fünfunddreißigster Jahresbericht über die Tätigkeit der Deutschen Seewarte für das Jahr 1912. Kaiserliche Marine, Deutsche Seewarte.

Boletín mensual de observatorio de Ebro. Mayo de 1912. 3, Nr. 5. Observatorio de Física cosmica del Ebro.

Resumé des observations faites par les membres et les correspondants de la Société (octobre et novembre 1912). Annu. soc. mét. de France 60, 312 u. 319, 1912.

G. Barbé. Revue générale du temps en Europe pendant l'automne de 1912. Annu. soc. mét. de France 60, 308—311, 1912.

Ch. Dufour. Resumé des observations météorologiques faites à l'observatoire du Parc Saint-Maur en octobre et novembre 1912. Annu. soc. mét. de France 60, 312—315 u. 319—322, 1912.

Observations météorologiques faites Grand-Saint-Bernard pendant le mois de janvier 1913. Arch. sc. phys. et nat. 112, 2, 205—208, 1913.

Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois de janvier 1913. Arch. sc. phys. et nat. 112, 2, 201—205, 1913.

- Die Witterung an der deutschen Küste im Januar 1913. *Ann. d. Hydr.* 41, 3, 174—176, 1913.
- Kienast. Klima, Wetter, Wetterbeobachtung, Wetterdienst und Wetterkarte. 8°. 28 S. Königsberg i. Pr., Ostpreuß. Druckerei u. Verlagsanstalt, 1912. (Preis 0,80 M.)
- R. C. Mossmann. Southern hemisphere seasonal correlations. *Symons's Met. Mag.* 1913, February.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

- A. Wigand. Untersuchungen über Dunstschichten und Temperaturinversionen im Freiballon mit Messungen der Kondensationskernzahl. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* 5, 3, 1913.
- A. Defant. Die Windverhältnisse in kalten und warmen Luftsäulen und weitere Folgerungen über das Wesen dieser Gebilde. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* 5, 3, 1913.
- T. Hesselberg. Über die Luftbewegung im Cirrusniveau und die Fortpflanzung der barometrischen Minima. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* 5, 3, 1913.
- L. Matteuzzi. Circa il metodo del Prof. Jonas per la determinazione delle direzione e velocità delle correnti superiori dell'atmosfera. *Boll. Bimestrale. R. Comitato Talassogr. Italiana* 1912, Nr. 20.
- A. Lo Surdo. Sulla determinazione della velocità e direzione del vento alle diverse altezze mediante i palloni piloti. *Boll. Bimestrale. R. Comitato Talassogr. Italiana* 1912, Nr. 20.
- Lanci contemporanei di palloni piloti dall 11 luglio al 19 ottobre 1912 per cura della direzione del Servizio aerologico italiano. Parte Ia: Osservazioni. Parte IIa: Risultati per il dott. b. Fabris. *R. Comitato Talassogr. Italiana* Nr. 442. Mem. 22. Venezia 1912.
- K. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Siebente Versammlung der Internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt in Wien. 28. Mai bis 1. Juni 1912. Sitzungsberichte und Vorträge. 8°. V, 172 S. Wien, Hof- u. Staatsdruckerei, 1912.

2 A3. Luftfahrt und Flugwesen.

- B. M. Jones. Centres of pressure in aeronautics. *Aeron. J.* 16, 64, 1912.
- P. Schwarz. Die Modellschleppanstalt für Luftwiderstandsversuche des Nordmark-Vereins für Motorluftfahrt auf der Kaiserlichen Werft Kiel. *ZS. f. Flugtechn. u. Motorluftsch.* 3, 1913.
- Maurice Gandillot. Abrégé sur l'hélice et la résistance de l'air. In 4°. (28 + 23) de IV, 187 pages, 1913. 10 frs. Ref. *L'Aviation* 2, 14, 112, 1913.
- J. Crassus. Der gefahrlose Menschenflug. 37 p., prix 1 M. Ref. *L'Aviation* 2, 14, 112, 1913.
- The boys book of aéroplanes. Ref. *L'Aviation* 2, 14, 112, 1913.
- F. R. Petit. Les Hydraéroplanes. Etude technique et pratique des Aéroplanes marins, par ... ingénieur diplômé de l'Ecole supérieure d'Aéronautique, avec préface d'André Beaumont. In 8°. (14 + 22) de 84 pages avec 52 figures, couverture illustrée. Broché, 3 francs. (H. Dunod et E. Pinat, Editeurs, 47 et 49 quai des Grands-Augustins, Paris, VI.) Ref. *L'Aviation* 2, 14, 112, 1913.
- Le parachute A. Robert. *L'Aviation* 2, 14, 109, 1913.
- Transports aériens. *L'Aviation* 2, 14, 109, 1913.
- Lancement de projectiles. *L'Aviation* 2, 14, 108, 1913.
- Le prix de l'essence. *L'Aviation* 2, 14, 107—108, 1913.
- L'Hélicoptère Decazes. *L'Aviation* 2, 14, 107, 1913.
- Les accidents d'aviation. *L'Aviation* 2, 14, 106—107, 1913.

Albert Bracke. L'Aéronautique au Salon de Bruxelles. L'Aviation 2, 14, 104—106, 1913.

The international Aero Exhibition at Olympia. Nature 90, 2261, 702—703, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

J. Aitken. The sun as a fog producer. Proc. Roy. Soc. Edinburgh 82, 2.

2 C₁. Lufttemperatur.

M. Alt. Frostgrenzen und Frosthäufigkeit in Süddeutschland. Mitteilungen der Geographischen Gesellschaft in München 7, 3, 422—431. Ref. Prometheus 24, 1219, 368, 1913.

2 C₂. Strahlung.

High-level measurement of solar radiation. Nature 90, 2261, 710, 1913.

2 D. Luftdruck.

A. Lo Surdo. Per la riduzione dello letture barometriche in unità di pressione. Boll. Bimestrale. R. Comitato Talassogr. Italiana 1912, Nr. 20.

2 E. Winde und Stürme.

W. E. Hurd. Cyclonic storms and typhoons of the North Pacific Ocean. Washington, Met. Chart North Pacif. Ocean 1913, February.

R. E. Harris. The Jamaica hurricane of November 1912. Washington, Met. Chart North Atlant. Ocean 1913, March.

2 F. Wasserdampf.

2 G. Niederschläge.

Hellmann. Über die Entstehung von Eisregen. Sitzber. Akad. d. Wissensch. Berlin 1912, Nr. 44/46.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

A. Gockel. Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la terre, faites a Fribourg, à 2 h 30 du soir. Arch. sc. phys. et nat. 112, 2, 199—201, 1913.

G. Gouré de Villemontée. Sur un cas de foudre globulaire. Annu. soc. mét. de France 60, 307, 1913.

2 I. Meteorologische Optik.

Albert Heim. Les couleurs de l'atmosphère. Arch. sc. phys. et nat. 118, 2, 173—184, 1913.

De troebelheid van den dampkring in den zomer 1912. Hemel en Dampkring 1912, December.

F. A. Forel. The fata morgana. Proc. Roy. Soc. Edinburgh 82, 2.

2 K. Synoptische Meteorologie.

2 L. Dynamische Meteorologie.

- M. Exner.** Über oszillatorische Strömungen der Luft. *Ann. d. Hydr.* 41, 3, 145—150, 1913.
K. Wegener. Die Wirkung der Berge auf eine sie übersteigende Luftsäule. *Beitr. z. Phys. d. fr. Atm.* 5, 3, 1913.

2 M. Praktische Meteorologie.

- M. Möller.** Studien zu Wetterbestimmungen auf lange Zeit im voraus. *Deutsche Luftfahrer-ZS.* Nr. 4, 1913.
L. Marini. Manuale per le osservazioni meteorologiche a mare. *Memoria R. Comitato Talassogr. Italiano* IV. Parte I: Testo. Parte II: Tavole. *Transmission aux navires dans la mer du Nord et dans la Baltique des avis météorologiques journaliers et des avertissements sur l'approche des tempêtes au moyen de la T. S. F.* *Revue Maritime* 1912, Septembre.
 Zusatzsignale des Observatoriums Tsingtau zu den Taifun- und Sturmsignalen an der chinesischen Küste. *Ann. d. Hydr.* 41, 3, 163—164, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

- E. Hinselmann, J. N. Brandt.** Mond und Wetter im Jahre 1913. Eine Übersicht über die wetterwirksamen Mondstellungen und den dadurch bedingten mutmaßlichen Verlauf der Witterung unter besonderer Berücksichtigung der Bedeutung für die Landwirtschaft. 2. Ausg. nebst: Alte Wetter-Regeln im neuen Gewande. 8°. 92 u. 10 S. Hannover, M. u. H. Schaper, 1913. (Preis 1 *M.*)
G. Wagner. Der Einfluß des Mondes auf das Wetter. *Beitr. z. Geophys.* 12, 2.
 Luftdruck und Sonnenflecke. „Sirius“, Heft 2, 1913.

2 O. Meteorologische Apparate.**2 P. Klimatologie.**

- E. Huntington.** The shifting of climatic zones as illustrated in Mexico. *Bull. Amer. Geogr. Soc.* Nr. 1, 1913.

3. Geophysik.**3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.**

- O. Hartmann.** *Astronomische Erdkunde.* 4. umgeänderte Aufl. 8°. XII u. 76 S., mit 36 Figuren und 1 Sternkarte. Stuttgart, F. Grub, 1912. (Preis 1,20 *M.*)

3 B. Theorien der Erdbildung.**3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).**

- Ilmari Bonsdorff.** Zur Frage des z -Glieder der Polvariation. *Astr. Nachr.* 194, 4685, 43, 1913.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.**3 E. Vulkanische Erscheinungen.**

3 F. Erdbeben.

- G. Agamennone.** Le indicazioni del sismografo all' U. C. di Meteorologia e Geodinamica al Collegio Romano in relazione con un disastro edilizio in Roma. *Lincei Rend.* (5) **22** [1], 175—179, 1913.
- Bührer.** Tremblements de terre locaux dans la plaine du Rhône. *Arch. sc. phys. et nat.* **118**, 2, 192—197, 1913.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

- Haußmann.** Die magnetischen Landesaufnahmen im Deutschen Reich und magnetische Übersichtskarten von Deutschland für 1912 (Forts.). I. Die magnetische Landesaufnahme von Norddeutschland (Forts.), S. 64. — II. Die magnetische Landesaufnahme von Bayern, S. 67. *Peterm. Mitt.* **59**, 64—69, Februar 1913.
- G. E. Hale.** Preliminary note on an attempt to detect the central magnetic field of the sun. *Terr. Magn.* Nr. 4, 1912.
- J. Rey.** Sur la loi de Mairan relative aux aurores polaires. *Annu. soc. mét. de France* **60**, 293—295, 1912.
- L. A. Bauer and W. J. Peters.** Magnetic declinations and chart corrections obtained by the Carnegie from Suva, Fiji, to Papeete, Tahiti. July to September 1912. *Terr. Magn.* Nr. 4, 1912.
- O. H. Tittmann.** Principal magnetic storms recorded at the Oheltenham Magnetic Observatory. *Terr. Magn.* Nr. 4, 1912.

3 H. Niveauveränderungen.**3 I. Orographie und Höhenmessungen.****3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.**

- Merzbacher.** Die Frage der Entstehung des Lösses (Forts.). *Peterm. Mitt.* **59**, 69—74, 1913.

3 L. Küsten und Inseln.**3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.**

- M. Coliva.** Mareografia. Anuario, Instit. Geogr. Militar. Buenos Aires 1, 1912.
- A. Grund.** Die sechste Terminfahrt S. M. S. „Najade“ in der Hochsee der Adria vom 17. Mai bis 13. Juni 1912. *Mitt. d. Geogr. Ges. Wien* 1912, Nr. 11 u. 12.
- Prima crociera nel Tirreno. *Boll. Bimestrale. R. Comitato Talassogr. Italiana* 1912, Nr. 19.
- W. Brennecke.** Ozeanographische Arbeiten der deutschen Antarktischen Expedition. (Die Eisfahrt.) (3 Tafeln.) *Ann. d. Hydr.* **41**, 3, 134—144, 1913.
- Bruno Schulz.** Gezeitenbeobachtungen an der pazifischen und atlantischen Küste Canadas. *Ann. d. Hydr.* **41**, 3, 165—167, 1913.
- E. Fichot.** Sur la production des marées statiques de la deuxième sorte dans un océan répondant à une loi quelconque de profondeur. *C. R.* **156**, 3, 1913.
- Atlas der Meeresströmungen in dem Indischen Ozean. *Ann. d. Hydr.* **41**, 3, 129—132, 1913.
- C. H. Wind, F. Liebert u. D. A. v. d. Laan.** Ergebnisse von holländischen Strommessungen in der Nordsee, 1904—1907. *Verhandel. Rijksinstit. v. h. Onderzoek d. Zee* 1912, 4—5.

- Influence of icebergs and land on the temperature of the sea. Washington, Pilot Chart North Pacif. Ocean 1913, March.
- Atlantic currents and icebergs. Washington, Pilot Chart North Pacif. Ocean 1913, March.
- L. Valenti. Sulla variazioni di salsedine nelle acque della Laguna Veneta in rapporto con la marea. Boll. Bimestrale. R. Comitato Tallassogr. Italiana 1912, Nr. 20.
- F. Liebert. Beiträge zur Kenntnis des Stickstoffwechsels im Meere. Verhand. Rijksinst. v. h. Onderzoek. d. Zee 1912, 4—5.
- L. Verain. Emploi de l'électro-aimant dans l'analyse microminéralogique des fonds sous-marins. Bull. Inst. Océanogr. Monaco 1913, Janvier 15.
- Phosphorescent seas. Washington, Pilot Chart North Pacif. Ocean 1913, March.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

- Resultate der wissenschaftlichen Erforschung des Balatonsees. Mit Unterstützung d. Ungar. Ackerbau-, Kultus- u. Unterrichtsministeriums usw. herausg. v. Balaton-Ausschusse d. Ungar. Geogr. Ges. 8^o. Wien, E. Hölzel. 1. Bd., 1 Teil, 4. Sekt. Physische Geographie des Balatonsees und seiner Umgebung. 1. Teil. Geophysikalischer Anhang. 4. Sekt. Erdbeben in der Umgebung des Balatonsees. Von A. Réthly. 48 S. mit 10 Kartenskizz. 1912. (Preis 3 *fl.*)

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

- Rudolf Hundt. Die Eiszeit im Frankenwalde. Centralbl. f. Mineral., Geol. und Paläontol. 1913, Nr. 5, S. 146—154.
- O. Steffens. Berichtigung zu dem Artikel: Die Eisverhältnisse des Winters 1911/12 in den außerdeutschen Gewässern der Ostsee, sowie an der holländischen Küste. Ann. d. Hydr. 41, 3, 164—165, 1913.
- Invisibility of icebergs at night. Washington, Pilot Chart North Pacif. Ocean 1913, March.
- W. Bell Dawson. Actual conditions affecting icebergs. Nature 90, 2261, 700—701, 1913.
- Les icebergs dans l'hémisphère sud. Annu. soc. mét. de France 60, 306—307, 1912.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel

für reine Physik

Richard Assmann

für kosmische Physik

12. Jahrg.

15. April 1913.

Nr. 7.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 7 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 31. März 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

A. Leick. Physikalische Tabellen. 90 S. Berlin u. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlung, G. m. b. H., 1913. (Sammlung Göschen, Nr. 650.) (Preis geb. 0,90 M.) *

W. Nernst. Richard Abegg. Chem. Ber. 46, 619—628, 1913.

Guido Grassi. Antonio Pacinotti. Mem. di Torino 63, 205—211, 1913.

Augusto Righi. Sir J. J. Thomson. Nature 91, 1—5, 1913.

R. T. Glazebrook. The Ohm, the Ampere and the Volt: a memory of fifty years, 1862—1912. Electrician 70, 1014—1017, 1913.

W. Jaeger. Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Fünfundzwanzig Jahre ihrer Tätigkeit. 3. Elektrizität. Die Naturwissenschaften 1, 273—279, 1913.

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. Neue Fassung des Entwurfs VII, Einheitsbezeichnungen. Bericht über die Äußerungen zum Entwurf VII, Einheitsbezeichnungen. Von K. Scheel und K. Strecker. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 143—150, 1913.

S. Oppenheim. Zur Analyse von Abklingungskurven. Phys. ZS. 14, 230—232, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

C. R. Mann. Physics and daily life. Presented at the conference of the University of Illinois with the secondary schools of the state, November 22, 1912. Science (N. S.) 37, 351—360, 1913.

Bruno Thieme. Das physikalische Laboratorium. Anleitung zur sachgemäßen Einrichtung eines physikalischen und elektrischen Laboratoriums, sowie zur Erzielung der Grundbedingungen wissenschaftlichen Arbeitens für reifere Schüler und angehende Physiker. 137 S. mit 76 Fig. Ravensburg, O. Maier, 1913. (Preis 2 M.) *

- F. Niemöller.** Ein Schülerübungsversuch über den freien Fall. ZS. f. phys. Unterr. 26, 99—100, 1913.
- Meinecke.** Gleichgewicht bei der Zentrifugalwage. ZS. f. phys. Unterr. 26, 101—102, 1913.
- Guillet.** Mouvement circulaire uniforme et circulaire périodiquement discontinu par actions synchronisantes. Soc. Franç. de Phys. Nr. 37, 2—3, 1913.
- P. Weinmeister.** Der von selbst laufende Heber. ZS. f. phys. Unterr. 26, 103—104, 1913.
- A. Wendler.** Ein Kapillarmanometer für Schülerübungen und Demonstrationsversuche. ZS. f. phys. Unterr. 26, 73—79, 1913.
- W. Büchel.** Über Schreibstimmgabel, Schreibpendel und Schreibsaite. ZS. f. phys. Unterr. 26, 97—99, 1913.
- E. Grimsehl.** Neue Versuche zur Elektrolyse. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. 19, 2—9, 1913.
- R. F. D'Arcy.** An Experiment for Showing Lines of Force in an Electrostatic Field. Nature 91, 59, 1913.
- H. Voss.** Zur Erregung des Fritters. ZS. f. phys. Unterr. 26, 104, 1913.
- Salvino Marcucci.** Modello cinematografico per le correnti trifasi. Cim. (6) 5, 141—144, 1913.
- Friedrich Laube.** Eine einfache Zusammenstellung zur Demonstration der drahtlosen Telegraphie. ZS. f. phys. Unterr. 26, 102—103, 1913.
- Hans Wek.** Stereoskopische Projektion im Unterrichte. ZS. f. phys. Unterr. 26, 93—97, 1913.
- J. M. Byvoet und R. Sissingh.** Über die durch wiederholte Reflexionen innerhalb eines dreiseitigen Prismas erzeugten Bilder und eine neue Methode zur Bestimmung der Winkel eines Prismas mit nahe gleichseitigem Hauptschnitt. ZS. f. phys. Unterr. 26, 81—88, 1913.
- E. Grimsehl.** Die Umkehrung der Spektrallinien. ZS. f. phys. Unterr. 26, 79—81, 1913.

3. Maß und Messen.

- G. Hellmann.** Psychologisch bedingte Fehler bei meteorologischen Beobachtungen. Berl. Ber. 1913, 283—294.
- H. de Morin.** Les appareils d'intégration Intégrateurs simples et composés. Planimètres; intégromètres; intégraphes et courbes intégrales; analyse harmonique et analyseurs. IV n. 208 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913. (Preis 5 fr.)
- C. Barus.** On a Simple Screw Micrometer. Sill. Journ. (4) 85, 267—269, 1913.
- C. Pulfrich.** Über Stereo-Photogrammetrie. Die Naturwissenschaften 1, 279—280, 1913.
- V. Bjerknes.** Das CGS-System und die Meteorologie. Meteorol. ZS. 30, 67—71, 1913.
- P. H. Shaw.** Units of Pressure in Vacuum Work. Nature 91, 59, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- Ernst Schenkel.** Über eine dem Gaußschen Prinzip des kleinsten Zwanges entsprechende Integralform. Wien. Anz. 1913, 71—72.
- F. Kottler.** Über die Raumzeitlinien der Minkowskischen Welt. Wien. Ber. 121 [2a], 1659—1759, 1912.
- Alfred Denisot.** Über eine neue graphische Methode der Ermittlung von Trägheitsmomenten und Zentrifugalmomenten ebener Querschnitte. S.-A. Ozas. techn. 1913, 63—64.
- Et. Delassus.** Sur l'équilibre et les petits mouvements des systèmes soumis à des liaisons d'ordre quelconque. C. R. 156, 677—679, 1913.

- R. D. Carmichael.** On the theory of relativity: Mass, force and energy. Phys. Rev. (2) 1, 161—178, 1913.
- R. D. Carmichael.** On the theory of relativity: philosophical aspects. Phys. Rev. (2) 1, 179—197, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- Lucio Silla.** Sull' equilibrio dei corpi elastici isotropi. Nota II. Lincei Rend. (5) 22 [1], 216—222, 1913.
- Th. v. Kármán.** Näherungslösungen von Problemen der Elastizitätstheorie. Bemerkungen zu dem gleichlautenden Artikel von H. Lorenz. Phys. ZS. 14, 253—254, 1913.
- H. Lorenz.** Erwiderung. Phys. ZS. 14, 254, 1913.
- John R. Airey.** The Vibrations of Cylinders and Cylindrical Shells. Arch. d. Math. u. Phys. (3) 20, 289—294, 1913.
- V. Crémieu.** Effets de la flexion aux points d'attache du fil d'une balance de torsion. C. R. 156, 617—620, 1913.
- H. Pealing.** On an Anomalous Variation of the Rigidity of Phosphor Bronze. Phil. Mag. (6) 25, 418—427, 1913.

6. Hydromechanik.

- Paul Appell.** Équation fonctionnelle pour l'équilibre relatif d'un liquide homogène en rotation sous l'attraction newtonienne de ses parties. C. R. 156, 587—589, 1913.
- L. Crussard.** Sur la propagation et l'altération des ondes de choc. C. R. 156, 611—613, 1913.
- Georg Hamel.** Die rechnerische Behandlung turbulenter Flüssigkeitsbewegungen. ZS. d. Ver. d. Ing. 57, 479, 1913.
- Paul Heitchen.** Methode der Zähigkeits-Messungen und deren Anwendung auf Leuchtöle. Petroleum 8, 653—658, 1913.
- Eugene C. Bingham.** Viscosity and fluidity — a summary of results. II. Phys. Rev. (2) 1, 96—123, 1913.

7. Kapillarität.

- Leo Grunmach.** Universal-Meßapparat zur photographischen Aufnahme und zu mikrometrischer Ausmessung von Kapillarwellen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 134—139, 1913.
- G. Reboul.** Phénomènes capillaires dans les gaz: extension de la formule de Laplace au contact solide-gaz. C. R. 156, 688—691, 1913.

8. Aeromechanik.

- Lachlan Gilchrist.** An absolute determination of the viscosity of air. Phys. Rev. (2) 1, 124—140, 1913.
- Alexandre Sée.** Sur un nouveau principe de stabilité longitudinale des aéroplanes. C. R. 156, 613—615, 1913.
- Vasilescu Karpen.** Sur le vol des oiseaux dit „vol à la voile“. C. R. 156, 762—764, 1913.
- Vasilescu Karpen.** Le vol à la voile. Journ. de phys. (5) 8, 101—111, 1913.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

Guillet. Manifestation optique immédiate des intervalles acoustiques fondamentaux. Soc. Franç. de Phys. Nr. 37, 3—4, 1913.

F. R. Watson. The Use of Sounding Boards in an Auditorium. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 241, 1913.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

K. K. Järvinen. Über die Molekularattraktion. ZS. f. phys. Chem. 82, 541—574, 1913.

A. Jaquerod et M. Tourpaian. Sur le poids du litre normal des gaz chlore et tétrafluorure de silicium, contribution à la détermination des poids atomiques de Cl et F. Journ. chim. phys. 11, 3—28, 1913.

Eugène Wourtsel. Sur la densité du chlorure de nitrosyle et application de la loi des densités-limites aux gaz facilement liquéfiables. Journ. chim. phys. 11, 29—52, 1913.

Georges Baume et F. Louis Perrot. Poids atomique du chlore. Journ. chim. phys. 11, 53—62, 1913.

Ernst Cohen und J. F. Kröner. Physikalisch-chemische Studien über Tellur. I. ZS. f. phys. Chem. 82, 587—611, 1913.

Ioilio Guareschi. Una nuova causa di errore nella determinazione dei pesi atomici. Atti di Torino 48, 128—131, 1913.

G. von Hevesy. The Valency of the Radioelements. Phil. Mag. (6) 25, 390—414, 1913.

Arthur Schuster. The Radio-elements and the Periodic Law. Nature 91, 30—31, 1913.

Frederick Soddy. The Radio-Elements and the Periodic Law. Nature 91, 57—58, 1913.

Charles Moureu. Recherches sur les gaz rares des sources thermales, leurs enseignements concernant la radioactivité et la physique du globe. Journ. chim. phys. 11, 63—153, 1913.

Sven Odén. Der kolloide Schwefel. Acta Soc. Upsal. (4) 8, Nr. 4, 1913, 1913.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

F. Bodroux. Sur quelques mélanges liquides se prêtant tout particulièrement à l'observation du phénomène de Christiansen. C. R. 156, 772—774, 1913.

C. Chéneveau. Les propriétés optiques des solutions. VII u. 240 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913. (Preis 10 fr.)

Gilbert N. Lewis. Die Aktivität der Ionen und der Dissoziationsgrad starker Elektrolyte. Journ. Amer. Chem. Soc. 34, 1631—1644, 1913. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 1169.

H. Pélabon. Etude du système: sulfure d'antimoine, sulfure de plomb. C. R. 156, 705—707, 1913.

- L. William Öholm.** Die freie Diffusion der Nichtelektrolyte. Über die Hydrodiffusion einiger organischer Substanzen. Zweite Mitteilung. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. 2, Nr. 23, 52 S., 1912.
- L. William Öholm.** Investigation of the diffusion of some organic substances in ethyl-alcohol. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. 2, Nr. 24, 34 S., 1912.
- L. William Öholm.** Contribution to the knowledge of the dependence of the diffusion on the viscosity of the solvent. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. 2, Nr. 26, 21 S., 1913.
- L. William Öholm.** The diffusion of an electrolyte in gelatine. Medd. K. Vetenskapsakad. Nobelinst. 2, Nr. 30, 8 S., 1913.
- L. William Öholm.** Bidrag till kännedomen om oledares inverkan på elektrolyters diffusion och elektriska ledningsförmåga jämte en undersökning öfver ifrågavarande lösningars viscositet. Öfvers. Finsk. Vetensk.-Soc. Förhandl. (A) 55, Nr. 5, 99 S., 1913.
- A. Holt, E. C. Edgar und J. B. Firth.** Die Sorption von Wasserstoff durch Palladiumblech. ZS. f. phys. Chem. 82, 513—540, 1913.
- Fernando Sanford.** On the electrical nature of cohesion. Phys. Rev. (2) 1, 211—217, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- Richard Lorenz.** Beiträge zur Theorie der elektrolytischen Ionen. VI. Über das Leitvermögen des reinen Wassers. ZS. f. phys. Chem. 82, 612—620, 1913.
- L. William Öholm.** Untersuchungen über das elektromotorische Verhalten einiger Kadmiumelemente. Acta Soc. Fenn. 41, Nr. 1, 113 S., 1912.
- S. Herbert Anderson.** Rectifying properties of a photoelectric cell. Phys. Rev. (2) 1, 222—232, 1913.
- J. N. Pring.** Über einige Faktoren, welche die kathodische Überspannung bestimmen. ZS. f. Elektrochem. 19, 255—262, 1913.
- Marcel Boll.** Mesure électrométrique des très faibles conductivités: Étude des réactions chimiques des électrolytes très dilués. Dispositif particulier pour les réactions photochimiques. Soc. Franç. de Phys. Nr. 37, 5—7, 1913.
- Marcel Boll et Paul Job.** Application de la méthode précédente à l'hydrolyse photochimique des ions de la série chloroplatinique. Soc. Franç. de Phys. Nr. 37, 7—8, 1913.
- P. J. Kirkby and J. E. Marsh.** Some Electrical and Chemical Effects of the Explosion of Azoimide. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 90—99, 1913.

4. Photochemie.

- Marcel Boll.** Énergie absorbée et masse formée dans une réaction photochimique. C. R. 156, 691—694, 1913.
- Fritz Weigert.** Über die Aktivierung des Sauerstoffs durch Strahlung. Chem. Ber. 46, 815—820, 1913.
- Victor Henri et Marc Landau.** Étude de l'absorption des rayons ultraviolets par l'acétylène. C. R. 156, 697—699, 1913.
- F. Bortini.** Formazione della nebbia nei gas illuminati dai raggi elettrici del campo cristallo violetto. Cim. (6) 5, 101—118, 1913.
- Alexandra Wassiljewa.** Photochemisches Verhalten der kolloidalen Wolframsäure. ZS. f. wiss. Photogr. 12, 1—15, 1913.
- Joh. Pinnow.** Über die gemeinsame Oxydation von Hydrochinon und Sulfit durch Luftsauerstoff. ZS. f. Elektrochem. 19, 262—268, 1913.
- Daniel Berthelot et Henry Gaudechon.** Sur un actinomètre à lévulose pour les rayons ultraviolets; influence de la concentration sur la vitesse de réaction photochimique. C. R. 156, 707—710, 1913.
- N. Schilow und S. Fedotoff.** Berichtigung. Physikalisch-chemische Studien an photographischen Entwicklern. ZS. f. Elektrochem. 19, 268, 1913.

5. Thermochemie.

- J. N. Brönsted.** Studien zur chemischen Affinität. VIII. Kristallinische Umwandlungen der Alkalisalze. ZS. f. phys. Chem. 82, 621—640, 1913.
- Ugo Grassi.** Studi sopra l'equilibrio chimico nei sistemi gassosi. Cim. (6) 5, 85—96, 1913.
- Konrad W. Jurisch.** Über den Einfluß der Dissoziation auf die Ausdehnung des gesättigten Wasserdampfes. ZS. f. phys. Chem. 82, 581—586, 1913.
- Konrad W. Jurisch.** Über den Einfluß der Dissoziation auf die Dichte des gesättigten Wasserdampfes. ZS. f. phys. Chem. 82, 575—580, 1913.
- E. E. Somermeier.** Determination of the heat of solution of metals by means of a vacuum flash calorimeter. Phys. Rev. (2) 1, 141—153, 1913.
- E. Fouard.** La tonométrie différentielle des solutions et la théorie d'Arrhenius. C. R. 156, 622—625, 1913.
- Paul Pascal et Léon Normand.** Influence de la constitution chimique sur les propriétés thermiques des mélanges binaires (2^e note). Bull. soc. chim. (4) 13, 207—216, 1913.
- Camille Matignon.** Equilibre chimique dans l'action du gaz chlorhydrique sur le sulfate de zinc. C. R. 156, 788—791, 1913.
- André Kling et D. Florentin.** Action des basses températures sur les explosifs. C. R. 156, 694—696, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

- John Johnston and L. H. Adams.** On the Effect of High Pressures on the Physical and Chemical Behavior of Solids. Sill. Journ. (4) 85, 205—253, 1913.
- Witold Broniewski.** Sur les points critiques du fer. C. R. 156, 699—702, 1913.
- L. Guillet et A. Portevin.** Sur quelques propriétés d'un fer électrolytique industriel. C. R. 156, 702—705, 1913.
- J. Beckenkamp.** Über die Kristallformen der Kieselsäure SiO_2 . S.-A. Sitzungsber. Phys.-med. Ges. Würzburg 1913, 22 S.
- Georg Wulff.** Über die Kristallröntgenogramme. Phys. ZS. 14, 217—220, 1913.
- H. Brand.** Der Kristallisationsverlauf im ternären System Cadmiumbromid—Kaliumbromid—Natriumbromid. Neues Jahrb. f. Min. 1913, 1, 9—27.
- J. O. Arnold.** Recent advances in scientific steel metallurgy. Discourse delivered before the Royal Institution, Jan. 24, 1913. Nature 91, 45—49, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- H. A. Lorentz.** Anwendung der kinetischen Theorien auf Elektronenbewegung. Wolfskehl-Vortrag, Göttingen, April 1913. Phys. ZS. 14, 263—264, 1913.
- Georges Meslin.** Sur les couples thermo-électriques. Ann. chim. phys. (8) 28, 356—368, 1913.
- Gustav von Sensel.** Elektrizität und Optik, behandelt vom Standpunkte der Elektronentheorie. VI u. 56 S. Wien u. Leipzig, Alfred Hölder, 1913. (Preis 0,90 M.) *

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

Rudolf Lehnhardt. Über Ionenadsorption an fallenden Tropfen und Stahlkugeln. 46 S. Diss. Berlin 1913.**P. J. Kirkby and J. E. Marsh.** Some Electrical and Chemical Effects of the Explosion of Azoimide. Proc. Roy. Soc. (A) 88, 90—99, 1913.**3. Elektrostatik.****Ernst Schreiber.** Über die Nachwirkungen bei dielektrischer Erregung. 96 S. Diss. Göttingen 1912.**Emma Becker.** Über Drehfelderscheinungen im elektrostatischen Wechsel-
feld. Wien. Anz. 1913, 74.**4. Maße und Meßinstrumente.****J. C. Hubbard and H. F. Stimson.** Comparison of Small Electrostatic Capacities. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, October 12, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 245—247, 1913.]**N. E. Dorsey.** The Earth Inductor as an Inclinator. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, December 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 240—241, 1913.]**Henry A. Erikson.** A Method for Charging the Needle of a Quadrant Electrometer. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 253, 1913.]**B. Szilard.** Sur un électromètre à spirale. C. R. 156, 779—782, 1913.**C. Müly.** Über Elektrometer von hoher Empfindlichkeit. Phys. ZS. 14, 237—240, 1913.**Ch. Féry.** Sur un galvanomètre amorti à aimant mobile. Ann. chim. phys. (8) 28, 345—347, 1913.**A. G. Rossi.** Apparecchi galvanometrici ed elettrometrici a vibrazioni torsionali di risonanza in fili metallici. Mem. di Torino 63, 111—162, 1913.**5. Apparate.****J. Zenneck.** Momentaufnahmen mit der Braunschen Röhre. Phys. ZS. 14, 226—229, 1913.**M. E. Graber.** An Application of High Tension Oscillatory Systems to Ignition. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 252—253, 1913.]**Albert Turpain.** Relais extra-sensibles pour télégraphie sans fil. C. R. 156, 768—770, 1913.**M. Pozaryski.** Der Oszillograph und seine Anwendungen. Wektor 2, 257—266, 1913. (Polnisch.)**J. A. Fleming.** Propagation des courants électriques dans les conducteurs téléphoniques et télégraphiques. Traduit par C. Ravut. VII u. 348 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913. (Preis 12 fr.) ***6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.**

(Vgl. auch VI, 4.)

Georges Meslin. Sur les couples termo-électriques. Ann. chim. phys. (8) 28, 356—368, 1913.**7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.**

8. Elektrifitätlichkeit in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

- E. Grüneisen.** Über den Einfluß von Temperatur und Druck auf den elektrischen Widerstand der Metalle. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 186—204, 1913.
- Edwin F. Northrup and V. A. Suydam.** Resistivity of a few metals through a wide range of temperature. Jour. Franklin Inst. 175, 153—161, 1913.
- A. A. Somerville.** Resistance of Oxides at High Temperatures. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 243, 1913.
- H. J. van der Bijl.** Zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeiten in dichten Medien. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 210—212, 1913.

9. Elektrifitätlichkeit in Gasen. Elektrolumineszenz.

- F. B. Pidduck.** The abnormal kinetic energy of an ion in a gas. Roy. Soc. London, March 13, 1913. [Nature 91, 73, 1913.
- Robt. F. Earhart.** Some characteristic curves for gases at low pressures. Phys. Rev. (2) 1, 85—95, 1913.
- F. W. Peek, jr.** Gesetz der Koronabildung und die dielektrischen Eigenschaften der Luft. Elektrot. ZS. 34, 298—301, 1913.
- Eduard Riecke.** Bemerkung zu dem Problem der Schichtung in Geißlerischen Röhren. Phys. ZS. 14, 230, 1913.
- A. Wehnelt.** Disruptive Entladungen beim Zusammentreffen zweier geschichteter positiver Lichtsäulen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 140—142, 1913.
- R. J. Strutt.** Duration of Luminosity of Electric Discharge in Gases and Vapours. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 110—117, 1913.
- Norton A. Kent and Royal M. Frye.** Vacuum Tube Discharge in a Magnetic Field. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 243, 1913.
- Édouard Branly.** Conductibilité intermittente des minces couches diélectriques. Ann. chim. phys. (8) 28, 347—356, 1913.
- S. Herbert Anderson.** Ionization of potassium vapor by ultra-violet light. Phys. Rev. (2) 1, 233—236, 1913.
- H. Greinacher.** Über wandernde Lichtbögen (Hörnerblitzableiter) und verwandte Erscheinungen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 123—133, 1913.
- Dussaud.** Nouvelles expériences avec la „lumière froide“. Soc. Franç. de Phys. Nr. 37, 4—5, 1913.
- J. J. Thomson.** On the appearance of helium and neon in vacuum tubes. Science (N. S.) 87, 360—364, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

- K. Glimme u. J. Koenigsberger.** Absorption, Dissoziation und Trägerbildung bei Kanalstrahlen. Sitzungsber. Heidelb. Akad., Abt. A, math.-phys. Kl. 1913, 3. Abh. 13 S.
- Charles Sheard.** The Ionization produced by Heated Salts. Phil. Mag. (6) 25, 370—389, 1913.
- Frank Horton.** The Positive Ionization Produced by Platinum and by Certain Salts when Heated. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 117—146, 1913.
- R. Whiddington.** Some Relations between cathode and Röntgen rays. Abstract of a paper read before the Röntgen Society, Jan. 17, 1913. [Chem. News 107, 137, 1913.

- C. G. Barkla and G. H. Martyn.** Interference of Röntgen Radiation. Phys. Soc. London, Febr. 28, 1913. [Chem. News 107, 130, 1913.]
- L. Mandelstam und H. Rohmann.** Reflexion der Röntgenstrahlen. Phys. ZS. 14, 220—222, 1913.
- E. Hupka, W. Steinhaus.** Systems of Lines obtained by Reflection of X-Rays. Nature 91, 10, 1913.
- E. Hupka und W. Steinhaus.** Erzeugung von Interferenzfransen durch Röntgenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 162—163, 1913.
- E. Hupka und W. Steinhaus.** Beitrag zur Kenntnis der Natur der Röntgenstrahlen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 164—166, 1913.
- J. Crosby Chapman.** Production of Fluorescent Röntgen Radiation. Phil. Mag. (6) 25, 359—370, 1913.
- Pierre Goby.** Une application nouvelle des rayons X: la microradiographie. C. R. 156, 686—688, 1913.
- Friedrich Dessauer.** Erzeugung harter Röntgenstrahlen. Phys. ZS. 14, 246—247, 1913.
- Georg Wulff.** Über die Kristallröntgenogramme. Phys. ZS. 14, 217—220, 1913.
- F. Lebeau.** Recherches sur l'ionisation par les rayons X. Journ. de phys. (5) 8, 111—123, 1913.
- C. G. Barkla and G. H. Martyn.** Investigation of the Röntgen radiation proceeding from a crystal of rock salt. Phys. Soc. London, Febr. 28, 1913. [Nature 91, 74, 1913.]
- H. Thirkill.** The re-combination of the ions produced by Röntgen rays in gases and vapours. Roy. Soc. London, March 13, 1913. [Nature 91, 73, 1913.]
- Léon Kolowrat.** Tabellen der radioaktiven Konstanten. Le Radium 10, 1—4, 1913. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 1173.]
- D. Isitani and J. Yamakawa.** Radioactivity of the Hot Springs of Dôgo, Iyo. Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. (2) 7, 10, 1913.
- Arthur Schuster.** The Radio-elements and the Periodic Law. Nature 91, 30—31, 1913.
- Frederick Soddy.** The Radio-Elements and the Periodic Law. Nature 91, 57—58, 1913.
- G. von Hevesy.** The Valency of the Radioelements. Phil. Mag. (6) 25, 390—414, 1913.
- Erich Regener.** Die neuen Versuche von C. T. R. Wilson zur Sichtbarmachung der Bahnen der radioaktiven Strahlen. Die Naturwissenschaften 1, 299—301, 1913.
- Liebisch.** Über die optischen Eigenschaften der durch die Absorption von α -Strahlen erzeugten pleochroitischen Höfe. Berl. Ber. 1913, 247.
- Jean Danysz.** Über die β -Strahlen des Radiums B, C, D, E. Le Radium 10, 4—6, 1913. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 1182—1183.]
- Jean Danysz and William Duane.** On the Electric Charges of the α - and β -Rays. Sill. Journ. (4) 35, 295—307, 1913.
- B. Bianu.** Sur le rayonnement secondaire produit par les rayons α . C. R. 156, 785—788, 1913.
- Herbert N. McCoy and Charles H. Viol.** The Chemical Properties and Relative Activities of the Radio-Products of Thorium. Phil. Mag. (6) 25, 333—359, 1913.
- G. von Hevesy.** The Diffusion of Uranium. Phil. Mag. (6) 25, 415—418, 1913.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- St. Procopiu.** Détermination du moment magnétique moléculaire par la théorie des quanta de M. Planck. Bull. Bucarest 1, 151—157, 1913.
- Elmer H. Williams.** The electron theory of magnetism. Univ. of Illinois Bull. 10, Nr. 10, 66 S., 1912.

- D. Hurmuzescu.** Magnetostriction. Instabilité moléculaire. *Bull. Bucarest* 1, 140—145, 1913.
- S. R. Williams.** A Comparative Study of the Joule and Wiedemann Magnetostrictive Effects in Nickel Rods. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) 1, 257, 1913.]
- Kôtarô Honda und Také Soné.** Die Suszeptibilität der binären Legierungen. Erste Mitteilung: Antimon—Wismut- und Antimon—Zinklegierungen. *Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc.* (2) 7, 11—16, 1913.
- Giuseppe Lignana.** Sulla misura del lavoro d'isteresi magnetica. *Atti di Torino* 48, 221—235, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- S. R. Williams.** Change in Electrical Conductivity Due to the Orientation of Oblate Spheroids within the Conductor. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) 1, 257—258, 1913.]
- J. Koenigsberger und G. Gottstein.** Über den Halleffekt. *Phys. ZS.* 14, 232—237, 1913.
- Adelaide Marchetti.** Sulla distribuzione del campo magnetico nell'interfero di un elettromagnete. *Cim.* (6) 5, 119—140, 1913.
- N. F. Smith.** The Effect of Magnetization on Thermal Conductivity. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) 1, 241—242, 1913.]
- Max Frank.** Über irreziproke Induktion. Umdruck 4°, 20 S. im Selbstverlag, ohne Jahreszahl.
- E. H. Kennard.** Dielektrika und unipolare Induktion. (Dielectrics and Unipolar Induction.) *Phys. ZS.* 14, 250—251, 1913.
- S. J. Barnett.** Unipolare Induktion und Relativbewegung. (Unipolar induction and relative motion.) *Phys. ZS.* 14, 251—252, 1913.
- Arthur L. Kimball.** Relativity in electromagnetic induction. *Science* (N. S.) 37, 411—412, 1913.
- E. Wilson.** Alternating-current magnets. *Phys. Soc. London*, Febr. 28, 1913. [*Nature* 91, 74, 1913. [*Chem. News* 107, 131, 1913.]
- André Blondel.** Puissance intérieure et couple synchronisant des alternateurs synchrones travaillant sur réseau à potentiel constant ou en parallèle. *C. R.* 156, 680—683, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- Lord Rayleigh.** The Effect of Junctions on the Propagation of Electric Waves along Conductors. *Proc. Roy. Soc. London* (A) 88, 108—110, 1913.
- J. C. Hubbard.** The Determination of the Period of Electrical Oscillations. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, October 12, 1912. [*Phys. Rev.* (2) 1, 247—249, 1913.]
- H. M. Macdonald.** The Electrical Vibrations associated with thin terminated Conducting Rods. *Phil. Mag.* (6) 25, 427—428, 1913.
- H. Faßbender und E. Hupka.** Nachweis von Schwingungen erster und zweiter Art am Poulsenbogen. *Phys. ZS.* 14, 222—226, 1913.
- F. Kiebits.** Zur Theorie der Dämpfungsmessungen elektrischer Schwingungskreise. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* 6, 547—554, 1913.
- Friedrich Erb.** Über die Ausbreitung Hertzscher Wellen an Metallen und Salzlösungen. *Jahrb. d. drahtl. Telegr.* 6, 521—541, 1913.
- L. Högelsberger.** Eine Vereinfachung der Methode zur Bestimmung des wirksamen Widerstandes von Schwingungskreisen mit Hilfe gedämpfter Schwingungen. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 167—170, 1913.

- L. W. Austin.** Passende Drahtdimensionen für Hochfrequenzwiderstand. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 588—589, 1913.
- Paul Jégou.** Akustische und elektrische Resonanz musikalischer Wellenzüge in Empfängern für Telegraphie ohne Draht. — Ihre Anwendung auf die Auswahl der Emissionen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 542—547, 1913.
- Br. Glatzel.** Die Entwicklung der modernen Sendemethoden in der drahtlosen Telegraphie. Phys. ZS. 14, 247—249, 1913.
- A. H. Taylor.** Optimum Wave-Length in Radiotelegraphy. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 244—245, 1913.]
- E. Rothé.** Sur la réception des radiotélégrammes par des antennes multiples avec ou sans mise au sol. C. R. 156, 774—777, 1913.
- L. W. Austin.** The measurement of received radiotelegraphic signals. Journ. Washington Acad. 8, 133—137, 1913.
- Franz Kiebitz.** Über Sendeversuche mit Erdantennen. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 6, 554—569, 1913.
- C. Tissot.** Sur l'influence réciproque de deux antennes voisines. C. R. 156, 770—772, 1913.
- Antonio Garbasso.** Eccitatori di Hertz con spettro d'emissione a più righe. Mem. di Torino 63, 257—270, 1913.
- Albert Turpain.** L'inscription des signaux horaires et des télégrammes hertziens à l'aide d'un appareil Morse. C. R. 156, 615—617, 1913.
- Br. Glatzel.** Methoden zur Erzeugung von Hochfrequenzenergie. Helios 19, 125—131, 1913.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

- A. Cotton et H. Mouton.** Biréfringence magnétique et constitution chimique. Ann. chim. phys. (8) 28, 209—248, 1913.
- H. J. v. d. Bijl und G. Szivessy.** Über das Absorptionsvermögen im elektrischen Felde. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 151—155, 1913.
- F. C. Brown.** A Method of Production of Light-negative Selenium. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 237, 1913.]
- F. C. Brown.** The Similarity of Electrical Properties in Light-positive Selenium to Those in Certain Crystal Contacts. Abstract of a paper presented at the New York meeting of the Physical Society, October 12, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 245, 1913.]
- Chr. Ries.** Merkwürdiges Verhalten einer Selenzelle. ZS. f. Feinmechanik 21, 61, 1913.
- R. Pohl und P. Pringsheim.** Über die lichtelektrische Elektronenemission des Ca. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 111—122, 1913.
- R. Pohl und P. Pringsheim.** Der selektive Photoeffekt, bezogen auf absorbierte Lichtenergie. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 173—185, 1913.
- Paul H. Dike and F. C. Brown.** The Distribution of Velocities among the Photo-electrons Emitted from Thin cathode Films when Illuminated by a Mercury Vapor Lamp. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 254, 1913.]

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

- Gustav von Sensel.** Elektrizität und Optik, behandelt vom Standpunkte der Elektronentheorie. VI u. 56 S. Wien u. Leipzig, Alfred Hölder, 1913. (Preis 0,90 M.) *

- A. Gleichen.** Grundriß der photographischen Optik auf physiologischer Grundlage mit elementar-mathematischer Begründung. 151 S. Nikolasee bei Berlin, Administration der Fachzeitschrift „Der Mechaniker“, 1913. (Preis 2,50 *M.*, geb. 3 *M.*) *
- R. W. Wood.** Optique physique. Ouvrage traduit de l'anglais d'après la deuxième édition par H. Vigneron et H. Labrouste. Tome I: Optique ondulatoire. VIII u. 433 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913. (Preis 16 fr.) *
- Chas. M. Rousseau.** The analysis of light. A Force of Nature. 35 S. San Francisco, Selbstverlag, 1913.
- Guy Barlow.** On a New Method of Measuring the Torque produced by a Beam of Light in Oblique Refraction through a Glass Plate. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 100—102, 1913.
- J. De Boissoudy.** Sur la loi du rayonnement noir et la théorie des quanta. C. R. 156, 765—768, 1913.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

- H. J. Oosting.** Eine Methode zur Bestimmung des Brechungsverhältnisses einer Flüssigkeit. ZS. f. phys. Unterr. 26, 89—92, 1913.
- Antonino Lo Surdo.** Sul modo di sostituire il nefoscopio a prospettiva con un teodolite. Cim (6) 5, 97—100, 1913.
- G. Szivessi.** Über einen Soleil-Babinetschen Kompensator mit Halbschatteneinstellung. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 201—209, 1913.
- A. Guyau.** Sur un oscillographe interférentiel. C. R. 156, 777—779, 1913.
- M. Berek.** Mineralogischer Demonstrationsapparat. Zentralbl. f. Min. 1913, 181—189.
- W. W. Coblentz.** A radiometer attachment for a monochromatic illuminator. Journ. Franklin Inst. 175, 151—152, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

- Frederick A. Osborn.** Change of index of refraction of water with change of temperature. Phys. Rev. (2) 1, 198—210, 1913.
- John Koch.** Über die Dispersion gasförmiger Körper im ultravioletten Spektrum. Arkiv för Mat., Astron. och Fysik 8, Nr. 20, 25 S., 1912.
- C. Chéneveau.** Les propriétés optiques des solutions. VII u. 240 S. Paris, Gauthier-Villars, 1913. (Preis 10 fr.) *

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

- G. Sagnac.** Strioscope et striographe interférentiels. — Forme interférentielle de la méthode optique des stries. Journ. de phys. (5) 8, 81—89, 1913.
- C. Barus.** The Resolution of Interference Fringes. Sill. Journ. (4) 85, 308—310, 1913.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

- W. Wahl.** Optical investigation of solidified gases. III. Roy. Soc. London, March 13, 1913. [Nature 91, 73, 1913.]
- Eligio Perucca.** Analisi di vibrazioni luminose debolmente ellittiche. Atti di Torino 48, 201—221, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

- H. Nagaoka and T. Takamine.** Measurements of the Relative Intensities of the Green Line of Mercury and its Satellites. Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc. (2) 7, 2—10, 1913.

- A. Fowler.** The Spectra of Neon, Hydrogen and Helium. *Nature* **91**, 9—10, 1913.
- J. Norman Collie.** Hubert S. Patterson. The Spectra of Neon, Hydrogen and Helium. *Nature* **91**, 32—33, 1913.
- Arthur S. King.** Summary of a Study of the Electric Furnace Spectrum of Iron. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) **1**, 238—239, 1913.]
- Fritz Klein.** Das Bogen- und Funkenspektrum von Blei in I. A. ($\lambda = 7228$ bis $\lambda = 2088$). *ZS. f. wiss. Photogr.* **12**, 16—30, 1913.
- Norton A. Kent.** Line Structure and Shift with an Echelon Spectroscope. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) **1**, 242—243, 1913.]
- W. W. Coblentz.** The Constants of Spectral Radiation of a Uniformly Heated Enclosure or so-called Black Body. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) **1**, 249—252, 1913.]
- L. William Öholm.** Über die sogenannte „Strahlung“ der Metalle. S.-A. Festschrift till Prof. Dr. E. E. Sundviks sextioårsdag. 42 S. Helsingfors 1909.
- Charles Nordmann.** Sur le rendement lumineux du corps noir aux températures élevées et sur celui des étoiles. Première application à Arcturus et Véga. *C. R.* **156**, 664—666, 1913.
- Ch. Fabry et H. Buisson.** Sur l'absorption de l'ultraviolet par l'ozone et l'extrémité du spectre solaire. *C. R.* **156**, 782—785, 1913.
- Louis Vessot King.** On the scattering and Absorption of Light in Gaseous Media, with Applications to the Intensity of Sky Radiation. *Proc. Roy. Soc. London (A)* **88**, 83—89, 1913.
- Peter Joseph Brannigan, Alexander Killen Macbeth and Alfred Walter Stewart.** Absorption Spectra of Substances containing Labile Hydrogen Atoms. *Chem. Soc. London*, Febr. 20, 1913. [*Chem. News* **107**, 128, 1913.]
- Harry C. Jones und J. Sam Guy.** Die Absorptionsspektren von Lösungen unter dem Einfluß von Temperatur und Verdünnung. Eine quantitative Untersuchung über Absorptionsspektren mittels des Radiomikrometers. *Amer. Chem. Journ.* **49**, 1—46, 1913. [*Chem. Zentralbl.* 1913, **1**, 1175.]
- Massol et Faucon.** Sur les spectres d'absorption du rouge à l'extrême ultra-violet, de la fluorescéine, de l'éosine, de l'érythrosine et du rose bengale. *Bull. soc. chim.* (4) **18**, 217—221, 1913.
- Günther Neumann.** Eine einfache photometrische Methode zur Ausmessung der Schwärzung photographischer Platten. *Phys. ZS.* **14**, 241—245, 1913.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

- E. Pringsheim.** Temperaturstrahlung und Lumineszenz. S.-A. *Scientia* **18**, 174—189, 1913.
- E. Pringsheim.** Zur Theorie der Lumineszenz. S.-A. *Jahresber. Schles. Ges. f. vaterl. Kultur* 1912, 93—97.
- Chester A. Butman.** The electron theory of phosphorescence. *Phys. Rev.* (2) **1**, 154—160, 1913.
- J. H. Vincent.** The production of light by chemical action. *Chem. News* **107**, 138, 1913.

8. Physiologische Optik.

- Charles D. Hodgman.** Notes on Problems Involved in Producing Three-color Transparencies. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) **1**, 258, 1913.]
- Sir William de W. Abney.** Researches in Colour Vision and the Trichromatic Theory. XI u. 418 S. London, Longmans, Green and Co., 1913. (Preis 21 s.) *

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

- Michael Póányi.** Eine neue thermodynamische Folgerung aus der Quantenhypothese. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 156—161, 1913.
- Karl Jellinek.** Das Nernstsche Wärmetheorem und seine Beziehung zur Quantentheorie (Fortsetzung). *ZS. f. d. ges. Kälte-Ind.* 20, 54—56, 1913.
- M. v. Smoluchowski.** Gültigkeitsgrenzen des zweiten Hauptsatzes der Wärmetheorie. *Wolfskehl-Vortrag*, Göttingen, April 1913. *Phys. ZS.* 14, 261—262, 1913.
- L. Décombe.** Sur la dissipation de l'énergie. *Journ. de phys.* (5) 3, 89—101, 1913.
- Pierre Duhem.** Sur la stabilité de l'équilibre thermique. *C. R.* 156, 597—598, 1913.
- C. F. Jenkin and D. R. Pye.** Thermal Properties of Carbonic Acid at Low Temperatures. *Roy. Soc. London*, Febr. 27, 1913. [*Chem. News* 107, 127, 1913.]
- Carl v. Linde.** Physik und Technik auf dem Wege zum absoluten Nullpunkte der Temperatur. *ZS. f. d. ges. Kälte-Ind.* 20, 45—50, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

- Zur kinetischen Theorie der Materie. Einführung zum Kongreß in Göttingen (21. bis 26. April). *Die Naturwissenschaften* 1, 297—299, 1913.
- M. Planck.** Die gegenwärtige Bedeutung der Quantenhypothese für die kinetische Gastheorie. *Wolfskehl-Vortrag*, Göttingen, April 1913. *Phys. ZS.* 15, 258, 1913.
- A. Sommerfeld.** Probleme der freien Weglänge. *Wolfskehl-Vortrag*, Göttingen, April 1913. *Phys. ZS.* 14, 262, 1913.
- R. A. Millikan.** Brownian movements in gases at low pressures. *Phys. Rev.* (2) 1, 218—221, 1913. *Le Radium* 10, 15—16, 1913.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

- J. H. Coste.** Notes on Thermometry. *Soc. Chem. Ind. London*, March 3, 1913. [*Chem. News* 107, 131, 1913.]
- Hans Goerges.** Chemie und Technik extrem hoher Temperaturen. *Die Naturwissenschaften* 1, 285—288, 1913.
- E. König und F. Buchmüller.** Über die Differenzen der thermodynamischen Skala gegenüber den Angaben des Platinwiderstandsthermometers bei den Siedetemperaturen des Sauerstoffs und der Kohlensäure. *Beilage z. Jahresber. d. eidg. Amtes f. Maß u. Gewicht pro 1912.* 26 S. Bern 1913.
- George K. Burgess.** A Micropyrometer. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dec. 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) 1, 244, 1913.]
- Paul D. Foote.** Note on the calibration of optical pyrometers. *Metallurg. and Chem. Engin.* 11, 97, 1913. [*Journ. Washington Acad.* 3, 151, 1913.]

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

- P. Debye.** Zustandsgleichung und Quantenhypothese. *Wolfskehl-Vortrag*, Göttingen, April 1913. *Phys. ZS.* 14, 259—260, 1913.

- W. Nernst.** Zur Theorie des festen Aggregatzustandes. Wolfskehl-Vortrag, Göttingen, April 1913. Phys. ZS. 14, 260—261, 1913.
- O. Sackur.** Die Zustandsgleichung der idealen Gase bei tiefen Temperaturen. S.-A. Jahresber. Schles. Ges. f. vaterl. Kultur 1913, 14 S.
- S. Sugden.** On a relation between the boiling-points and molecular Weights of the members of homologous series. Chem. News 107, 135—136, 1913.
- H. Le Chatelier et M^{lle} Cavaignac.** Fusibilité des corps gras naturels. C. R. 156, 589—594, 1913.
- R. Escales und H. Koepke.** Destillation und Sublimation von Ammoniumsalzen unter vermindertem Druck. Journ. f. prakt. Chem. (N. F.) 87, 258—279, 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

- Cr. Musceleanu.** Eine Methode zur Bestimmung der Verdampfungswärme der Metalle. Bull. Bucarest 1, 145—151, 1913.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

- Frank Schlesinger.** Dedication of the New Allegheny Observatory. August 28th, 1912. Miscellaneous Sc. Papers of the Allegheny-Obs. New Series 2, 2, 1913.
- Aug. Rincklake.** Astro-Chemie und Mechanik. Der Erdenzustand der Himmelskörper; abwechselnde Oxidation und Reduktion derselben, sowie die Rotations- und Revolutionsbewegung der Planeten. Ebbe und Flut. Berlin 1913. Kapital-Verlag, G. m. b. H. *
- Shinzo Shinjo.** Über die periodische Refraktionsanomalie und die Bestimmung der Aberrationskonstante. Mem. of the College of Science and Engineer. Kyoto Imp. Univ. 4, 2, 325—339, 1912.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

- Charles Nordmann.** Sur le rendement lumineux du corps noir aux températures élevées et sur celui des étoiles. Première application à Arcturus et Véga. C. R. 156, 664—666, 1913.

1 D. Die Sonne.

- J. Corbu.** Eine mechanische Erklärung der ungleichmäßigen Rotation der Sonne. Wien. Anz. Nr. 7, S. 72, 1913.
- K. Bohlin.** Nyare undersökningar öfver solatmosfären samt om bestämningen af fixstjärnornas dimensioner. Kungl. Svenska Vetenskapsakademins Årsbok för år 1912, 327—340.
- E. Take und M. Vos.** Messung der während der Sonnenfinsternis am 17. April 1912 von Paris ausgesandten Hertzschen Wellen zu Marburg i. H. und zu Graz. S.-A. a. d. Verhandl. d. D. Phys. Ges. 14, 17/18, 1912.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

1 G. Zodiakallicht.

- Observations of the zodiacal light. Nature 91, 2263, 41, 1913.

2. Meteorologie.

2 A₁. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

- R. Börnstein.** Hermann Kienast †. Wetter 80, 2, 44—45, 1913.
- W. Marten.** Zur Geschichte der meteorologischen Photographie. Wetter 80, 2, 25—28, 1913.

- Hellmann.** Psychologisch bedingte Fehler bei meteorologischen Beobachtungen. Berl. Sitzungsber. Nr. 14 u. 15, S. 283—295, 1913.
- Grosse.** Über die Messung der Lüfterneuerung in geheizten Räumen. Wetter 80, 2, 41—42, 1913.
- Recommendations aux observateurs.** Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 194—217, 1913. Bruxelles.
- Atmospheric humidity and temperature.** Nature 91, 2264, 69—70, 1913.
- Otto Meißner.** Über das Summen der Telegraphendrähte. Wetter 80, 2, 38—41, 1913.
- C. Braak.** Weersoverzicht von 1911. Natuurk. Tijdschr. voor Nederlandsch-Indie, Deel 71, S. 201—210, 1912.
27. Bericht der meteorologischen Kommission des naturforschenden Vereins in Brünn. Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen im Jahre 1907. (Mit fünf Karten.) Brünn 1912.
- Monatliche Mitteilungen der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik,** Wien, Hohe Warte, Januar 1913. Wien. Anz. Nr. 7, S. 77—82, 1913.
- Tavole meteorologiche novembre-dicembre 1912 e gennaio 1913.** Rendi. R. Ist. Lomb. (2) 45, 20, 1087—1091; (2) 46, 1—3, 147—148, 1913.
- Résumé des observations faites par les membres et les correspondants de la société (Décembre 1912).** Annu. soc. mét. de France 61, 36, 1913.
- Ch. Dufour.** Résumé des observations météorologiques faites à l'Observatoire du parc Saint-Maur en décembre 1912. Annu. soc. mét. de France 61, 37—39, 1913.
- Ch. Dufour.** Résumé des observations météorologiques faites pendant l'année 1912. (Parc Saint-Maur.) Annu. soc. mét. de France 61, 42—44, 1913.
- E. Vanderlinden.** Résumé des observations météorologiques faites à Uccle pendant l'année 1912. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 173—194, 1913. Bruxelles.
- Bulletin de l'Observatoire Météorologique de Kazan Université.** Janvier-Décembre 1912.
- Th. Marr.** Uitkomsten van meteorologische waarnemingen verricht aan het proefstation Oost-Java te Pasoeroean, gedurende het jaar 1910. Natuurk. Tijdschr. voor Nederlandsch-Indie, Deel 71, S. 28—29, 1912.
- Uitkomsten van meteorologische waarnemingen verricht aan het proefstation voor de Java-suikerindustrie, Afdeeling Pasoeroean, gedurende het jaar 1909.** Natuurk. Tijdschr. voor Nederlandsch-Indie, Deel 70, S. 29—35, 1911.
- K. Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Dezember 1912. Wetter 80, 2, 34—35, 1913.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

- Résolutions de la Commission internationale pour l'aérostation scientifique,** prises dans sa septième réunion à Vienne, du 28 mai au 1er juin 1912. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 262—272, 1913. Bruxelles.
- Assmann.** Zehn Jahre täglicher Drachenaufstiege am Königl. Aeronautischen Observatorium Lindenberg. Wetter 80, 2, 42—44, 1913.
- H. Maurice.** Sur les résultats donnés par les ballons-sondes au nord du cercle polaire. C. R. 156, 738—741, 1913.

- E. Vincent.** Ascensions de ballons-sondes en Belgique. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 55—108, 1913. Bruxelles.
- Internationale Ballonfahrt vom 3. Januar 1913. Bemannter und unbemannter Ballon. Wien. Anz. Nr. 7, S. 84—87, 1913.
- Die Temperatur der oberen Luftschichten im Januar 1913 am Königl. Preuß. Aeronautischen Observatorium Lindenberg 122 m über N. N. und an der Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen 395 m über N. N. Karten-Beilage zu Wetter 80, 2, 1913.
- Josef Reger.** Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im Januar 1913. Wetter 80, 2, 85—87, 1913.
- E. Kleinschmidt.** Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Januar 1913. Wetter 80, 2, 37—38, 1913.

2 A₃. Luftschiffahrt und Flugwesen.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

- Hellmann.** Über die Herkunft der Staubbälle im „Dunkelmeer“. Berl. Sitzber. Nr. 14 u. 15, S. 272—283, 1913.
- Norman Collie, Hubert S. Patterson.** The spectra of neon, hydrogen and helium. Nature 91, 2263, 32—33, 1918.
- A. Fowler.** The Spectra of Neon, Hydrogen, and Helium. Nature 91, 2262, 9—10, 1913.

2 C₁. Lufttemperatur.

- K. Joester.** Die Temperaturverhältnisse im Dezember 1912 unter etwa 50° n. Br. Wetter 80, 2, 35, 1913.

2 C₂. Strahlung.

- Frank H. Bigelow.** On the Coefficients and Exponent of the Radiation Equation, $K_{10} = c T_{10}^a$, in the Earth's Atmosphere. Sill. Journ. (4) 35, 254—266, 1913.
- Solar radiation during the eclipse of April 17, 1912. Nature 91, 2264, 67, 1913.
- Zonneschijnwaarnemingen verricht in het jaar 1909 op een tiental suikervabrieken der Handelsvereniging Amsterdam 1910. Natuurk. Tijdschr. voor Nederlandsch-Indie, Deel 70, S. 118—138, 1911. Deel 71, S. 29—54, 1912.
- C. G. Abbot and L. B. Aldrich.** Smithsonian pyrheliometry revised. Smithsonian Miscellaneous Collections 60, 18, 1913.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

2 F. Wasserdampf.

2 G. Niederschläge.

- Grohmann.** Untersuchungen über die Niederschlagsverhältnisse in Dresden und Freiberg von 1831—1910. Wetter 80, 2, 28—33, 1913.

Mesures de l'infiltration de l'eau météorique dans le sol. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 13—16, 1913. Bruxelles.

E. Vanderlinden. La grêle en Belgique pendant l'année 1912. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 108—143, 1913. Bruxelles.

Niederschlagsmengen in Zentraleuropa in Millimeter im Dezember 1912. Karten-Beilage zu Wetter 80, 2, 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

H. Benndorf. Über die Beobachtungen der Niederschlagselektrizität. Bericht Nr. 1. Sitzber. d. Königl. Bayer. Akad. d. Wissensch. math.-phys. Kl. S.-A. a. Jahrgang 1912. München 1912.

W. A. Douglas. Atmospheric electrification during South African dust storms. Nature 91, 2263, 31—32, 1918.

G. Danne. Sur un appareil universel pour les mesures radioactives appliqué aux mesures d'électricité atmosphérique. Annu. soc. mét. de France 61, 11—23, 1913.

E. Vanderlinden. Les orages en Belgique en 1912. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 272—322, 1913. Bruxelles.

2 I. Meteorologische Optik.

Phénomènes optiques de l'atmosphère. Annu. soc. mét. de France 61, 42, 1913.

Een raadselachtig lichtverschijnsel. Natuurk. Tijdschr. voor Nederlandsch-Indie, Deel 70, S. 138—141, 1911.

2 K. Synoptische Meteorologie.

Toshi Shida. Note on the atmospheric tide. Mem. of the College of Sc. and Engineer. Kyoto Imp. Univ. 4, 1. Nov., 177—187, 1912.

2 L. Dynamische Meteorologie.

2 M. Praktische Meteorologie.

Stephan Kaltenbrunner. Methode zur Vorherbestimmung des Wetters. Wien. Anz. Nr. 7, S. 73, 1913.

C. Braak. Over de Grondslagen eener Weervoorspelling voor Indië. Natuurk. Tijdschr. voor Nederlandsch-Indie, Deel 70, S. 103—117, 1911.

R. Börnstein. Vergleichende Betrachtungen über den Wetterdienst. Wetter 80, 2, 45—48, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

2 O. Meteorologische Apparate.

Comparaison de l'abri thermométrique Stevenson avec les abris français. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 44—55, 1913. Bruxelles.

L. Besson. La herse néphoscopique. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 9—13, 1913. Bruxelles.

2 P. Klimatologie.

Le réseau climatologique. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 30—44, 1913. Bruxelles.

- Résumé climatologique de l'année 1912. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 322—324, 1913. Bruxelles.
- M. Vanderlinden. Revue climatologique pour l'année 1912. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 143—173, 1913. Bruxelles.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

- Toshi Shida. On the elasticity of the earth and the earth's crust. Mem. of the College of Sc. and Engineer. Kyoto Imp. Univ. 4, 1. Nov., 1—23, 1912.
- Toshi Shida and Motonori Matsuyama. Change of plumb line referred to the axis of the earth as found free from results of the international latitude observations. Mem. of the College of Sc. and Engineer. Kyoto Imp. Univ. 4, 1. Nov., 277—285, 1912.
- Shinzo Shinjo. Über die physikalische Bedeutung des x -Gliedes in der Polhöfenschwankung. Mem. of the College of Sc. and Engineer. Kyoto Imp. Univ. 4, 2, 287—325, 1912.
- Toshi Shida. An attempt to find the Chandler period of free nutation from the time distribution of earthquake occurrences and volcanic eruptions. Mem. of the College of Sc. and Engineer. Kyoto Imp. Univ. 4, 1. Nov., 265—277, 1912.
- Toshi Shida. Horizontal pendulum observations of the change of plumb line at Kamigamo, Kyoto. Mem. of the College of Sc. and Engineer. Kyoto Imp. Univ. 4, 1. Nov., 23—177, 1912.
- Toshi Shida and Motonori Matsuyama. Note on Hecker's Observations of horizontal pendulums. Mem. of the College of Sc. and Engineer. Kyoto Imp. Univ. 4, 1. Nov., 187—225, 1912.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

- C. Le Bars. Secousses sismiques en mer. Annu. soc. mét. de France 61, 35, 1913.
- L. Eblé. Les tremblements de terre du Bassin de Paris, leurs relations avec les accidents tectoniques. Annu. soc. mét. de France 61, 32—34, 1913.

3 F. Erdbeben.

- H. Benndorf. Über die Bestimmung der Geschwindigkeit transversaler Wellen in der äußersten Erdkruste. Phys. ZS. 13, 83—84, 1912.
- Walter M. Mitchell. The registration of earthquakes at the Detroit Observatory from August 16, 1909, to January 1, 1912. Publ. of the Astron. Obs. of the Univers. of Michigan 1, 1—72, 1912.

- C. Mainka.** Das biflare Kegelpendel (Instrument für die Aufzeichnung von Erdbeben). S.-A. a. d. Mitt. der Philomath. Ges. in Elsaß-Lothringen 4, 5, 633—667, 1912.
- V. Crémieu.** Séismographes donnant directement les trois composantes d'un séisme et les variations lentes de la verticale. C. R. 156, 832—835, 1913.
- Toshi Shida.** Note on the Local earthquake of Feb. 18, 1911. On paths and transit times of the preliminary tremors of near earthquakes. Mem. of the College of Sc. and Engineer. Kyoto Imp. Univ. 4, 1. Nov., 225—265, 1912.
- A. Réthly.** Erdbeben in der Umgebung des Balatonsees. S.-A. aus dem Werke: Resultate der wissensch. Erforsch. des Balatonsees 1, 1. Geophys. Anhang. Budapest 1912.
- Vorläufiger Bericht über Erdbebenmeldungen in Österreich im Januar 1913. Wien. Anz. Nr. 7, S. 83, 1913.
- Vulkanische verschijnselen en aardbevingen in den Oost-Indischen Archipel waargenomen gedurende het jaar 1909 u. 1910. Natuurk. Tijdschr. voor Nederlandsch-Indie, Deel 70, S. 35—96, 1911. Deel 71, S. 97—166, 1912.
- A. Mohorovičić.** Das Beben vom 8. Okt. 1909. Jahrgang des meteorologischen Observatoriums in Agram. Jahrgang 9, 4. Teil, Abschnitt 1. Ref. H. Benndorf-Graz.
- N. Stücker.** Fünfter Bericht über seismische Registrierungen in Graz im Jahre 1911 und die mikroseismische Bewegung in den Jahren 1907—1911. S.-A. a. d. Mitt. d. Naturwissensch. Verein f. Steiermark 48, 1911. Graz 1912.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

- L. A. Bauer.** On the Origin of the Earth's Magnetic Field. Abstract of a paper presented at the Evanston meeting of the Physical Society, Nov. 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 254—257, 1913.
- Salazar.** Sur la détermination de la valeur du champ magnétique terrestre au moyen du fluxmètre. Journ. de phys. (5) 8, 124—125, 1913.
- A. Angot.** Valeur des éléments magnétiques à l'observatoire du Val Joyeuse au 1^{er} janvier 1913. Annu. soc. mét. de France 61, 30, 1913.
- Uitkomsten der Aardmagnetische Waarnemingen te Batavia en Buitenzorg verricht gedurende het jaar 1908. Natuurk. Tijdschr. voor Nederlandsch-Indie, Deel 70, S. 117—118, 1911. Deel 71, S. 210—211, 1912.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

- Température de la Mer du Nord. Ann. Mét. pour 1913 (J. Vincent), S. 16—30, 1913. Bruxelles.

- Variations de la température et de la salinité de l'eau de mer au voisinage d'un iceberg. *Annu. soc. mét. de France* 61, 34—35, 1913.
John Aitken. The influence of icebergs on the temperature of the sea. *Nature* 91, 2262, 10, 1913.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

- Ceruti. Sulla radioattività delle acque minerali di Courmayeur. *Rendi. R. Ist. Lomb.* (2) 45, 19, 906, 1913.
K. Sano. On the Seiches of Lake Tôya. *Proc. Tokyo Math.-Phys. Soc.* (2) 7, 17—22, 1913.
Osservazioni limnometriche dicembre 1912 e gennaio 1913. *Rendi R. Ist. Lomb.* (2) 45, 19, 1002; (2) 46, 1—3, 146, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

- Neil E. Stevens. Notes on the structure and glaciation of Overlook mountain. *Ann. of the New York Acad. of Sc.* 22, 259—266, 1912.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel

für reine Physik

Richard Assmann

für kosmische Physik

12. Jahrg.

30. April 1913.

Nr. 8.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 8 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 14. April 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

- J. G. Leathem. Volume and Surface Integrals Used in Physics. IV u. 73 S. Cambridge, University Press, 1913. (Preis 1 s. 6 d.) *
- W. Ahrens. Joseph Louis Lagrange (25. Januar 1736 bis 10. April 1913.) Die Naturwissenschaften 1, 345—349, 1913.
- Oswald Veblen. Jules Henri Poincaré. Proc. Amer. Phil. Soc. 51, III—IX, 1912.
- Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1912. ZS. f. Instrkde. 33, 84—98, 1913.
- H. Brodhun. Die Physikalisch-Technische Reichsanstalt. 25 Jahre ihrer Tätigkeit. 4. Optik. Die Naturwissenschaften 1, 321—325, 1913.
- Verhandlungen der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte. 84. Versammlung zu Münster i. W. Vom 15. bis 21. September 1912. Erster Teil. Die allgemeinen Sitzungen, die Gesamtsitzungen beider Hauptgruppen und die gemeinsamen Sitzungen der naturwissenschaftlichen und der medizinischen Hauptgruppe. Herausgegeben im Auftrage des Vorstandes und der Geschäftsführer von Alexander Witting. III u. 374 S. Zweiter Teil. 1. Hälfte. Naturwissenschaftliche Abteilungen. Herausgegeben im Auftrage des Vorstandes und der Geschäftsführer von Alexander Witting. X u. 301 S. Leipzig, Verlag von F. O. W. Vogel, 1913.
- Arthur L. Day. Geophysical Laboratory. Annual Report 1912. S.-A. Year Book, No. 11, 94—107.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

- H. Piwnikiewicz. Über einen einfachen Apparat zur absoluten Bestimmung des Gasreibungskoeffizienten und zur Demonstration des Maxwell'schen Gesetzes. Phys. ZS. 14, 305—308, 1913.

- W. Brüsch.** Die Einführung und Durchführung der in den Unterrichtsgang eingefügten chemischen und physikalischen Schülerübungen auf allen Klassenstufen des Johanneums in den Jahren 1906 bis 1913. 64 S. Lübeck 1913. Beilage zum Programm Nr. 1023.

3. Maß und Messen.

- R. de Baillehache.** La Fixation des Unités par Voie législative. 38 S. S.-A. Rév. gén. des sciences No. du 15 Janvier 1913. Paris, libr. Armand Colin, 1913.
- A. Leman.** Die Reineckersche Meßmaschine der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. D. Mech.-Ztg. 1913, 33—39, 45—48.
- Jules Andrade.** Nouvelles recherches expérimentales sur le spiral double. C. R. 156, 939—940, 1913.
- J. D. Fry.** A New Micromanometer. Phil. Mag. (6) 25, 494—501, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- R. Leitinger.** Über Jourdain's Prinzip der Mechanik und dessen Zusammenhang mit dem verallgemeinerten Prinzip der kleinsten Aktion. Wien. Anz. 1913, 91—92.
- Édouard Guillaume.** Sur l'extension des équations mécaniques de M. Appell à la Physique des milieux continus. Application à la théorie des électrons. C. R. 156, 875—879, 1913.
- G. Armellini.** Il problema dei due corpi nell' ipotesi di masse variabili. Nota II. Lincei Rend. (5) 22, [1], 294—302, 1913.
- Jun Ishiwara.** Die neue Gravitationstheorie in vierdimensionalvektoriellen Darstellungen. Tôhoku Math. Journ. 8, 9—14, 1913.
- L. Décombe.** Théorie électronique de la gravitation. C. R. 156, 940—943, 1913.
- G. Pavanini.** Prime conseguenze di una recente teoria della gravitazione: le disuguaglianze secolari. Lincei Rend. (5) 22 [1], 369—376, 1913.
- Emil Hahn.** Grundlagen zu einer Theorie der Lorentz-Transformationen. Arch. d. Math. u. Phys. (8) 21, 1—42, 1913.
- B. Gehroke.** Drudes Optik und Relativitätstheorie. Die Naturwissenschaften 1, 338, 1913.
- Edward V. Huntington.** A simple formula for computing gyroscopic forces in an aeroplane. Science (N. S.) 37, 484—485, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- Carlo Bourlet.** Appareil de mesure des vibrations de corps solides en mouvement. C. R. 156, 870—872, 1913.
- O. Tedone.** Sul pendolo a sospensione elastica. Lincei Rend. (5) 22 [1], 847—855, 1913.
- Bevan B. Baker.** Stretching and Breaking of Sodium and Potassium. Phys. Soc. London, March. 14, 1913. [Chem. News 107, 166, 1913. Nature 91, 128, 1913.]
- Th. Reimers.** Über sekundäre Drillung bei primär gebogenen Zylindern aus kristallinischer Substanz. Phys. ZS. 14, 276—278, 1913.

6. Hydromechanik.

- John Wylie.** Graphical Construction for Steering Course of a Ship. Phil. Mag. (6) 25, 558—567, 1913.
- The experimental study of fluid motion.** Techn. Rep. of the Advisory Committee for Aëronautics for the year 1911—1912. Nature 91, 86—89, 1913.

7. Kapillarität.

Allan Ferguson. On the Theoretical Shape of Large Bubbles and Drops with other Allied Problems. *Phil. Mag.* (6) 25, 507—520, 1913.

R. Cenac. Influence de la température sur la tension superficielle du mercure dans le vide. 19 S. Nancy, impr. A. Barbier, 1912.

8. Aeromechanik.

W. König. Über ein Instrumentarium zur Demonstration der Gesetze des Luftwiderstandes. *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte* 1912, 2 [1], 52—54, 1913.

H. Piwnikiewicz. Über einen einfachen Apparat zur absoluten Bestimmung des Gasreibungskoeffizienten und zur Demonstration des Maxwell'schen Gesetzes. *Phys. ZS.* 14, 305—308, 1913.

Karl Przibram. Eine direkte Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung in den Luftschichten, die einen in seiner Längsrichtung bewegten Draht umgeben. *S.-A. Wien. Ber.* 121 [2a], 2333—2337, 1912.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

E. Hoppe. Zungenpfeifen mit konischen Ansatzrohren. *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster* 1912, 2 [1], 64—68, 1913.

W. König. Zur Theorie der Schneidentöne. *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster* 1912, 2 [1], 68—70, 1913.

M. Wien. Über die Verwendung von Luftresonatoren bei Telephontönen. *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster* 1912, 2 [1], 56—57, 1913.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Christian Mezger. Die Chemie als mathematisches Problem. Mit 60 Struktur-bildern im Text. IV u. 108 S. Metz, Verlag von G. Scriba, 1913.

Harry Shipley Fry. Einige Anwendungen des elektronischen Begriffs der positiven und negativen Wertigkeit. V. Absorptionsspektren und dynamische Formeln von Chlor-, Brom- und Jodbenzol. *ZS. f. phys. Chem.* 82, 665—687, 1913.

H. Geitel. Die Bestätigung der Atomlehre durch die Radioaktivität. Vortrag, gehalten am 16. Februar 1913 zum 50jährigen Stiftungsfeste des Vereins für Naturwissenschaft in Braunschweig. 24 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1913.

Frederick Soddy. Die Radioelemente und das periodische Gesetz. *Jahrb. d. Radioakt.* 10, 188—197, 1913.

Norman R. Campbell. The Radio-Elements and the Periodic Law. *Nature* 91, 85, 1913.

K. Fajans, P. Beer. Über die chemische Natur einiger kurzlebiger Radioelemente. *Die Naturwissenschaften* 1, 338—339, 1913.

- R. J. Meyer.** Das Element Bor. Die Naturwissenschaften 1, 325—327, 1913.
- F. Louis Perrot et Georges Baume.** Contribution à l'étude du poids atomique du chlore. Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 232—239, 1913.
- Gregory Paul Baxter und Charles James Moore.** Revision des Atomgewichtes von Phosphor. 3. Mitteilung: Die Analyse von Phosphortrichlorid. ZS. f. anorg. Chem. 80, 185—200, 1913.
- Gregory Paul Baxter und Charles Ruglas Hoover.** Revision des Atomgewichtes von Eisen. 5. Mitteilung: Die Analyse von Ferrioxyd. ZS. f. anorg. Chem. 80, 201—217, 1913.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

- J. Sam Guy, E. J. Schaeffer und Harry C. Jones.** Die Änderung der Absorption des Lichtes durch Wasser infolge der Gegenwart stark hydratisierter Salze, nachgewiesen mit Hilfe des Radiomikrometers. — Ein neuer Beweis für die Solvattheorie der Lösungen. (The absorption of light by water changed by the presence of strongly hydrated salts, as shown by the radiomicrometer. — New evidence for the solvate theory of solution). Phys. ZS. 14, 278—288, 1913.
- A. Heydweiller.** Über optische Eigenschaften der Ionen im Wasser. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster 1912, 2 [1], 49—51, 1913.
- H. S. van Klooster.** Normale und abnorme Fälle des spezifischen Volumens von binären Flüssigkeitsgemischen. Journ. Amer. Chem. Soc. 35, 145—150, 1913. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 1257.
- Mme N. Demassieux.** Étude de l'équilibre entre le chlorure de plomb et le chlorhydrate d'ammoniac en solution aqueuse. C. R. 156, 892—894, 1913.
- H. Beckmann und R. Hanslian.** Verhalten von Jod zu Schwefel, Selen und Tellur. ZS. f. anorg. Chem. 80, 221—234, 1913.
- Miss Florence Isaac.** On the Spontaneous Crystallisation and the Melting- and Freezing-point Curves of two Substances which form Mixed Crystals and whose Freezing-point Curve exhibits a Transition Point. — Mixtures of p-Bromnitrobenzene and p-Chlornitrobenzene. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 205—216, 1913.
- J. D'Ans.** Zur Kenntnis der sauren Sulfate. VII. Saure Sulfate und Pyrosulfate des Natrium, Kalium und Ammonium. ZS. f. anorg. Chem. 80, 235—245, 1913.
- H. E. Armstrong and J. Vargas Elyre.** Studies of the Processes Operative in Solutions. XXV. The Influence of Non-Electrolytes on Solubility. The Nature of the Processes of Dissolution and Precipitation. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 234—245, 1913.
- H. E. Walker.** Studies of the Processes Operative in Solutions. XXVI. The Disturbance of the Equilibrium in Solutions of Fructose by Salts and by Non-electrolytes. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 246—252, 1913.
- U. Pratolongo.** Sulle soluzioni citrofosfatiche. III. Il sistema acido citrico, acido fosforico, idrato sodico e acqua. Lincei Rend. (5) 21 [1], 387—391, 1913.
- Alexander Findlay.** Bildungsgeschwindigkeit von Niederschlägen. ZS. f. phys. Chem. 82, 743, 1913.
- Knud Estrup.** Studier over elektrolytadsorption. III. Overs. Vidensk. Selsk. Forh. Kopenhagen 1913, 13—45.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- David Leonard Chapman.** A Contribution to the Theory of Electrocapillarity. Phil. Mag. (6) 25, 475—481, 1913.

Erik Liebreich und Fritz Spitzer. Über die Entstehung des Rostes unter Schutzanstrichen. ZS. f. Elektrochem. 19, 295—301, 1913.

G. von Hevesy. Die Spannungsreihe der Radioelemente. (Erste Mitteilung.) ZS. f. Elektrochem. 19, 291—295, 1913.

4. Photochemie.

J. Howard Mathews and Leon H. Dewey. A quantitative study of some photochemical effects produced by ultra-violet light. Journ. phys. chem. 17, 211—218, 1913.

J. Howard Mathews and Leon H. Dewey. The production of photochemically active rays in ordinary chemical reactions. Journ. phys. chem. 17, 230—234, 1913.

R. Meldola. An Attempted Photochemical „Resolution“ of Silver. Nature 91, 109, 1913.

G. A. Perley and Alan Leighton. Preliminary studies on direct photographic positives. Journ. phys. chem. 17, 235—248, 1913.

Yngve Dalström. Über die Einwirkung des ultravioletten Lichtes auf Rohrzucker. Arkiv för Kem., Min. och Geol. 4, Nr. 80, 14 S., 1913.

F. Krüger. Über Ozonbildung durch Lenard-Strahlen. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster 1912, 2 [1], 61—62, 1913.

Daniel Berthelot et Henry Gaudechon. Sur la dissociation des composés gazeux par la lumière: gaz hydrogénés des familles du chlore et de l'oxygène. C. R. 156, 889—892, 1913.

Alan Leighton. The photosensitiveness of Fehling's solution. Journ. phys. chem. 17, 205—210, 1913.

5. Thermochemie.

Émile Jouguet. Sur la propagation des déflagrations dans les mélanges gazeux. C. R. 156, 872—875, 1913.

W. R. Bousfield. Ionic Size in Relation to Molecular Physics, together with a New Law Relating to the Heats of Formation of Solid, Liquid, and Ionic Molecules. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 147—169, 1913.

A. Smits. Über die neue Theorie der Erscheinung Allotropie. ZS. f. prakt. Chem. 82, 657—664, 1913.

Wilhelm Biltz. Über die Tensionen von Metallammoniakverbindungen. ZS. f. phys. Chem. 82, 688—694, 1913.

P. H. J. Hoenen. Die thermodynamischen Funktionen von Gemischen mit reagierenden Komponenten. ZS. f. phys. Chem. 82, 695—742, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

John Johnston und L. H. Adams. Über den Einfluß hoher Drucke auf das physikalische und chemische Verhalten fester Stoffe. ZS. f. anorg. Chem. 80, 281—334, 1913.

Walter Wahl. Optical Investigation of Solidified Gases. III. The Crystal Properties of Chlorine and Bromine. Roy. Soc. London, March. 13, 1913. [Chem. News 107, 155, 1913.]

R. Lachmann. Über einen vollkommen plastisch deformierten Steinsalzkristall von Boryslaw in Galizien. ZS. f. Krist. 52, 137—150, 1913.

- H. E. Boeke.** Über die graphische Ermittlung der Kristallelemente und den Zonenverband in der gnomonischen Projektion. ZS. f. Krist. 52, 175—178, 1913.
- E. von Fedorow.** Die ersten Resultate des Studiums der Tabellen zur kristallchemischen Analyse. ZS. f. Krist. 52, 97—136, 1913.
- Henri Bénard.** Sur le clivage prismatique dû aux tourbillons cellulaires (amidon, basaltes, etc.) C. R. 156, 882—884, 1913.
- M. Hanriot et F. Raoult.** Sur l'or β . Bull. soc. chim. (4) 13, 260—265, 1913.
- P. Goerens.** Über den Einfluß der Kaltformgebung und des nachfolgenden Ausglühens auf die Eigenschaften von Eisen und Stahl. Jahrb. d. Radioakt. 10, 251—276, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- A. Schidlof et Mlle J. Murzynowska.** Sur l'application de la loi de Stokes à la chute de très petites gouttes et à la détermination de la charge de l'électron. C. R. soc. de phys. Séance 6 février, 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 299—301, 1913.]
- P. Lenard.** Über Elektrizitätsleitung durch freie Elektronen und Träger, I. Ann. d. Phys. (4) 40, 393—437, 1913.
- L. Décombe.** Théorie électronique de la gravitation. C. R. 156, 940—943, 1913.
- Édouard Guillaume.** Sur l'extension des équations mécaniques de M. Appell à la Physique des milieux continus. Application à la théorie des électrons. C. R. 156, 875—879, 1913.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

- W. A. Douglas Rudge.** On the Electrification associated with Dust-Clouds. Phil. Mag. (6) 25, 481—494, 1913.

3. Elektrostatik.

- Bernard M. Neville.** An Experiment for Showing Lines of Force in an Electrostatic Field. Nature 91, 112, 1913.
- Hans Thirring.** Über die Ladung, die auf einem Kreisplattenkondensator durch eine elektrische Doppelschicht induziert wird. S.-A. Wien. Ber. 121 [2a], 2133—2141, 1912.

4. Maße und Meßinstrumente.

- J. Guzman.** Vereinfachung der Kalibrierung einer Meßbrücke nach Strouhal und Barus. ZS. f. Elektrochem. 19, 301—302, 1913.
- Mitteilungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfümter. Nr. 77, Elektrot. ZS. 83, 386—387, 1913.

5. Apparate.

Fleming. Some Braun cathode ray tubes (exhibited) used as high frequency oscillographs. Phys. Soc. London, March. 14, 1918. [Chem. News 107, 165, 1918. Nature 91, 128, 1913.]

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 8.)

Mlle Paule Collet. Sur la conductibilité électrique du tellure. C. R. 156, 943—945, 1918.

K. Baedeker. Künstliche metallische Leiter. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster 1912, 2 [1], 85—87, 1913.

Franz Streintz. Über die Elektrizitätsleitung in dunkelfarbigem Metallverbindungen. Bericht. Jahrb. d. Radioakt. 10, 221—251, 1913.

Harold Smith. A Spectroscopic Study of the Electric Brush Discharges in Water and Salt Solutions. Phil. Mag. (6) 25, 461—475, 1913.

Stewart J. Lloyd. Conductivity maxima in glycerine. Journ. phys. chem. 17, 264—267, 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

P. Lenard. Über Elektrizitätsleitung durch freie Elektronen und Träger, I. Ann. d. Phys. (4) 40, 393—437, 1913.

John Norman Collie and Hubert Sutton Patterson. The Presence of Neon in Hydrogen after the Passage of the Electric Discharge through the latter at Low Pressures. Journ. chem. soc. 106, 419—426, 1913.

W. G. Cady. Über einige Erscheinungen an der Anode bei Gasentladungen. Phys. ZS. 14, 296—302, 1913.

H. Sirk. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXXVII. Ein Druckgefälle im Glimmstrom bei Einwirkung eines transversalen Magnetfeldes. Wien. Anz. 1913, 96—97.

B. Hodgson. Temperature of the Cathode and Anode in a Geissler Tube. Phil. Mag. (6) 25, 453—461, 1913.

S. R. Milner. On the current potential curves of the oscillating spark. Phil. Mag. (6) 25, 660, 1913.

Royal A. Porter. Dynamische Charakteristiken der Wehneltschen Ventilröhre. Ann. d. Phys. (4) 40, 561—601, 1913.

Karl Przibram. Die Büschelentladung in Chlor und die Beziehung zwischen Büschelentladung und Ionenbeweglichkeit. S.-A. Wien. Ber. 121 [2a], 2163—2168, 1912.

M. La Rosa. Spektraluntersuchungen über den Lichtbogen zwischen Kohlen bei niedrigen Drucken. Ann. d. Phys. (4) 40, 542—550, 1913.

F. B. Pidduck. Abnormal Kinetic Energy of an Ion in a Gas. Roy. Soc. London, March 18, 1913. [Chem. News 107, 155, 1913.]

K. Kähler. Die Elektrizitätsträger der atmosphärischen Luft. Die Naturwissenschaften 1, 334—338, 1913.

**10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen.
Röntgenstrahlen.**

- H. Baerwald.** Über die Förderung unserer Kenntnis vom Bau des Atoms durch die Erforschung der positiven Strahlen. *Die Naturwissenschaften* 1, 355—359, 1913.
- H. Wilsar.** Zur Frage über den Dopplereffekt der Serienlinien des Sauerstoffs (Antwort an Herrn Stark). *Phys. ZS.* 14, 308—310, 1913.
- J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum.** Das Spektrum des einwertigen und das Spektrum des zweiwertigen Heliumatomions in den Kanalstrahlen. *Ann. d. Phys.* (4) 40, 499—541, 1913.
- F. Paschen.** Intensitätsverteilung im Kanalstrahl-Dopplerstreif. *Ann. d. Phys.* (4) 40, 606, 1913.
- H. L. Cooke and O. W. Richardson.** The Absorption of Heat produced by the Emission of Ions from Hot Bodies. *Phil. Mag.* (6) 25, 624—643, 1913.
- W. H. Bragg.** On the Production of Fluorescent Röntgen Radiation. *Phil. Mag.* (6) 25, 657—659, 1913.
- H. B. Keene.** The Reflection of x-Rays. *Nature* 91, 111, 1913.
- M. de Broglie.** Sur les nouveaux phénomènes de diffraction des rayons X dans les milieux cristallins. *Soc. Franç. de Phys.* Nr. 39, 5—6, 1913.
- H. Thirkill.** Recombination of the Ions produced by Röntgen Rays in Gases and Vapours. *Roy. Soc. London*, March 13, 1913. [*Chem. News* 107, 154—155, 1913.]
- Fr. Dessauer.** Arbeiten mit Funkeninduktoren und Röntgenröhren. *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster* 1912, 2 [1], 88—92, 1913.
- H. Geitel.** Die Bestätigung der Atomlehre durch die Radioaktivität. Vortrag, gehalten am 16. Februar 1913 zum 50jährigen Stiftungsfeste des Vereins für Naturwissenschaften in Braunschweig. 24 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1913.
- Frederick Soddy.** Die Radioelemente und das periodische Gesetz. *Jahrb. d. Radioakt.* 10, 188—197, 1913.
- Norman R. Campbell.** The Radio-Elements and the Periodic Law. *Nature* 91, 85, 1913.
- Berta Heimann und W. Marckwald.** Über den Radiumgehalt von Pechblenden. *Phys. ZS.* 14, 303—305, 1913.
- J. Joly and E. Rutherford.** The Age of Pleochroic Haloes. *Phil. Mag.* (6) 25, 644—657, 1913.
- H. Sieveking.** Helium in Thermalquellen und Erdgasen (nach Versuchen mit Herrn L. Lautenschläger). *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster* 1912, 2 [1], 62—64, 1913.
- A. Becker und H. Holthusen.** Über absolute Radiumbestimmungen mit dem Emanometer. *Sitzungsber. Heidelb. Akad. Math.-naturw. Kl. Abt. A, Math.-phys. Wiss.* 1913, 6. Abh. 34 S.
- L. Flamm und H. Mache.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXXVIII. Über die quantitative Messung der Radiumemission im Schutzringplattenkondensator. (Zweite Mitteilung.) *Wien. Anz.* 1913, 95—96.
- G. von Hevesy.** Die Spannungsreihe der Radioelemente. (Erste Mitteilung.) *ZS. f. Elektrochem.* 19, 291—295, 1913.
- W. F. G. Swann.** The Pulse Theory of X-Rays, γ -Rays, and Photoelectric Rays and the Asymmetric Emission of β -Rays. *Phil. Mag.* (6) 25, 584—557, 1913.
- Louis Wertenstein.** Sur le recul radioactif. *Soc. Franç. de Phys.* Nr. 39, 3—5, 1913.

- H. Geiger und E. Marsden. Die Zerstreuungsgesetze der α -Strahlen bei großen Ablenkungswinkeln. S.-A. Wien. Ber. 121 [2a], 2361—2389, 1912.
- H. Geiger and E. Marsden. The Laws of Deflexion of α Particles through Large Angles. Phil. Mag. (6) 25, 604—623, 1913.
- J. Chadwick and A. S. Russell. The Excitation of γ -Rays by the α -Rays of Ionium and Radiothorium. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 217—229, 1913.
- Alois Brommer. Notiz zu Nr. 27 der Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung, betitelt: „Über die Absorption der γ -Strahlen des Radiums C“. Wien. Anz. 1913, 97—98.
- A. Brommer. Zur Absorption der γ -Strahlen des Ra-C. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster 1912, 2 [1], 57—61, 1913.
- K. Fajans, O. Göhring. Über die komplexe Natur des Ur X. Die Naturwissenschaften 1, 339, 1913.
- K. Fajans, P. Beer. Über die chemische Natur einiger kurzlebiger Radioelemente. Die Naturwissenschaften 1, 338—339, 1913.
- G. v. Hevesy. Die Eigenschaften der Emanationen. (Zusammenfassender Bericht.) Jahrb. d. Radioakt. 10, 198—221, 1913.
- Alexander Fleck. The Chemical Nature of Some Radioactive Disintegration Products. Journ. chem. soc. 106, 381—399, 1913.
- C. Ramsauer und H. Holthausen. Über die Aufnahme der Radiumemanation durch das Blut. Sitzungsber. Heidelb. Akad. Math.-naturw. Kl., Abt. B, Biolog. Wiss. 1913, 2. Abh. 35 S.

II. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- Mlle E. Feytis. Sur les propriétés magnétiques de quelques hydrates solides de cuivre et de chrome. C. R. 156, 886—889, 1913.
- Auguste Piccard. Le coefficient d'aimantation de l'eau et de l'oxygène. Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 209—231, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- A. O. Allen. On Measurements of Inductance. Phil. Mag. (6) 25, 520—534, 1913.
- D. E. Roberts. Der Einfluß von Temperatur und Magnetisierung auf den Gleichstromwiderstand des Graphits. Ann. d. Phys. (4) 40, 453—472, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- Kr. Birkeland. Oscillations hertziennes produites par les décharges intermittentes partant des taches isolées d'une cathode dans un tube de Crookes. C. R. 156, 879—881, 1913.
- J. A. Fleming. Some Oscillograms of Condenser Discharges and a Simple Theory of Coupled Circuits. Phys. Soc. London, March 14, 1913. [Chem. News 107, 165, 1913. Nature 91, 128, 1913.]
- Thomas R. Lyle. On an Exact Mechanical Analogy to the Coupled Circuits used in Wireless Telegraphy, and on a Geometrical Method of Interpreting the Equations of such Circuits. Phil. Mag. (6) 25, 567—592, 1913.
- G. Lutze. Funkentelegraphische Empfangsversuche im Freiballon. Phys. ZS. 14, 288—296, 1913.
- Graf Arco. Drahtlose Telegraphie. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster 1912, 1, 71—99, 1913.

14. Elektro- und Magneto-optik. Lichtelektrizität.

Georg Wendt. Über die gegenseitige Beeinflussung benachbarter Spektrallinien desselben Systems im Magnetfeld. *Ann. d. Phys.* (4) 40, 607—608, 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

K. Försterling. Lichtfortpflanzung in inhomogenen Medien. (Theorie der Lippmannschen Farbenphotographie.) *Phys. ZS.* 14, 265—270, 1913.

Max Planck. Über das Gleichgewicht zwischen Oszillatoren, freien Elektronen und strahlender Wärme. *Berl. Ber.* 1913, 350—363.

D. Hilbert. Begründung der elementaren Strahlungstheorie. *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster* 1912, 2 [1], 78—81, 1913.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

Arthur Kerber. Neue Durchrechnungsformeln für windschiefe Strahlen. *ZS. f. Instrkde.* 83, 75—84, 1913.

R. A. Sampson. On a Cassegrain Reflector with Corrected Field. *Proc. Roy. Soc. London (A)* 88, 188—191, 1913.

H. Beckmann und H. Lindner. Über gefärbte Bunsenflammen. *ZS. f. phys. Chem.* 82, 641—656, 1913.

Edward C. Pickering. The objective prism. *Proc. Amer. Phil. Soc.* 51, 564—567, 1912.

Horace Clark Richards. An autocollimating mounting for a concave grating. *Proc. Amer. Phil. Soc.* 51, 554—568, 1912.

F. P. Liesegang. Über eine neue Versuchsanordnung. *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster* 1912, 2 [1], 71, 1913.

F. Löwe. Ein neuer Färbungsmesser. *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster* 1912, 2 [1], 108, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

K. Försterling. Lichtfortpflanzung in inhomogenen Medien. (Theorie der Lippmannschen Farbenphotographie.) *Phys. ZS.* 14, 265—270, 1913.

Edm. van Aubel. Über den Brechungsquotienten von Stoffen bei ihrer kritischen Temperatur. *Phys. ZS.* 14, 302—303, 1913.

A. Heydweiller. Über optische Eigenschaften der Ionen im Wasser. *Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster* 1912, 2 [1], 49—51, 1913.

Clive Cuthbertson. On the Refraction and Dispersion of Gaseous Compounds, and the Cause of the Divergence from Additive Relations. *Phil. Mag.* (6) 25, 592—604, 1913.

R. W. Wood. The Selective Dispersion of Mercury Vapour at the 2536 Absorption Line. *Phil. Mag.* (6) 25, 433—439, 1913.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

L. Janicki. Über die Interferenzen keilförmiger Platten. *Ann. d. Phys.* (4) 40, 493—498, 1913.

Allan Ferguson. On certain Small Corrections in a Newton's-rings System. *Phil. Mag.* (6) 25, 501—506, 1913.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

F. Becke. Optische Untersuchungsmethoden. Denkschr. Wien. Akad. 75, 55—95, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

- H. Wilsar.** Zur Frage über den Dopplereffekt der Serienlinien des Sauerstoffs. (Antwort an Herrn Stark.) Phys. ZS. 14, 308—310, 1913.
- F. Paschen.** Über die Seriensysteme in den Spektren von Zink, Cadmium und Quecksilber. (Erläuterungen.) Ann. d. Phys. (4) 40, 602—605, 1913.
- R. W. Wood.** The Satellites of the Mercury Lines. Phil. Mag. (6) 25, 443—449, 1913.
- R. W. Wood.** Die Trabanten der Quecksilberlinien. (The satellites of the mercury lines.) Phys. ZS. 14, 273—275, 1913.
- Andreas Nacken.** Über Messungen im Magnesiumspektrum nach internationalen Normalen. ZS. f. wiss. Photogr. 12, 54—64, 1913.
- J. Stark, A. Fischer und H. Kirschbaum.** Das Spektrum des einwertigen und das Spektrum des zweiwertigen Heliumatomions in den Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) 40, 499—541, 1913.
- H. Buisson et Ch. Fabry.** Sur les longueurs d'onde des raies du krypton. C. R. 156, 945—947, 1913.
- R. W. Wood.** Resonance Experiments with the Longest Heat-Waves. Phil. Mag. (6) 25, 440—443, 1913.
- Harold Smith.** A Spectroscopic Study of the Electric Brush Discharge in Water and Salt Solutions. Phil. Mag. (6) 25, 461—475, 1913.
- Dussaud.** Séparation des effets lumineux et calorifiques produits par une source de lumière. C. R. 156, 948, 1913.
- R. W. Wood.** Über die Einschließung von Strahlung durch Totalreflexion. (On the imprisonment of radiation by total reflection.) Phys. ZS. 14, 270—272, 1913.
- R. W. Wood.** On the Imprisonment of Radiation by Total Reflexion. Phil. Mag. (6) 25, 449—452, 1913.
- C. M. Stubbs.** A Spectro-photometric Comparison of the Emissivity of Solid and Liquid Copper and of Liquid Silver at High Temperatures with that of a Full Radiator. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 195—205, 1913.
- R. W. Wood.** The Selective Dispersion of Mercury Vapour at the 2536 Absorption Line. Phil. Mag. (6) 25, 433—439, 1913.
- Jean Bielecki et Victor Henri.** Étude quantitative de l'absorption des rayons ultraviolets par l'acétone. C. R. 156, 884—886, 1913.
- M. La Rosa.** Spektraluntersuchungen über den Lichtbogen zwischen Kohlen bei niedrigen Drucken. Ann. d. Phys. (4) 40, 542—550, 1913.
- J. Stark, W. Steubing, C. J. Enklaar und P. Lipp.** Die ultravioletten Absorptionsbanden der wechselseitigen Bindung von Kohlenstoffatomen. I. Methodik. Äthylenbindung. Jahrb. d. Radioakt. 10, 139—174, 1913.
- J. Stark und P. Lipp.** Die ultravioletten Absorptionsbanden der wechselseitigen Bindung von Kohlenstoffatomen. II. Acetylenbindung. Jahrb. d. Radioakt. 10, 175—178, 1913.
- J. Stark und P. Levy.** Die ultravioletten Absorptionsbanden der wechselseitigen Bindung von Kohlenstoffatomen. III. Benzolbindung. Jahrb. d. Radioakt. 10, 179—188, 1913.
- Chr. Fichtbauer.** Bericht über die mit Unterstützung der Gesellschaft weitergeführten Untersuchungen über die Absorption in Spektrallinien. Geschäftsbericht des Vorstandes der Ges. D. Naturf. u. Ärzte für die Jahre 1911 und 1912, 57—58.

Georg Weimer. Die Absorption des Äthylbenzols im Ultravioletten. ZS. f. wiss. Photogr. 12, 33—58, 1913.

John Edward Purvis and Nial Patrick McClelland. The Absorption Spectra of Simple Aliphatic Substances in Solutions and as Vapours. Part. II. Unsaturated Aldehydes and Ketones. Journ. chem. soc. 103, 433—444, 1913.

Peter Joseph Brannigan, Alexander Killen Macbeth, and Alfred Walter Stewart. The Absorption Spectra of Substances Containing Labile Hydrogen Atoms. Journ. chem. soc. 103, 406—419, 1913.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

8. Physiologische Optik.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

W. Nernst. Zur neueren Entwicklung der Thermodynamik. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster 1912, 1, 100—116, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

A. Einstein und O. Stern. Einige Argumente für die Annahme einer molekularen Agitation beim absoluten Nullpunkt. Ann. d. Phys. (4) 40, 551—560, 1913.

Karl Przibram. Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXXV. Über die Brownsche Bewegung nicht kugelförmiger Teilchen. S.-A. Wien. Ber. 121 [2a], 2339—2350, 1912.

M. v. Smoluchowski. Experimentell nachweisbare, der üblichen Thermodynamik widersprechende Molekularphänomene. Verh. Ges. D. Naturf. u. Ärzte, Münster 1912, 2 [1], 83, 1913.

3. Thermische Ausdehnung.

A. Leman und A. Werner. Apparat zur Bestimmung thermischer Ausdehnungskoeffizienten bei höheren Temperaturen. ZS. f. Instrkde. 33, 65—75, 1913.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

E. H. Amagat. Sur les courbes de saturation et la loi des états correspondants. C. R. 156, 843—848, 1913.

A. Waßmuth. Die Gewinnung der kanonischen Form der Zustandsgleichung aus der statistischen Mechanik. Wien. Anz. 1913, 90—91.

Albert P. Mathews. The relation of the value „a“ of van der Waals' equation to the molecular weight and the number of valences of the molecule. Journ. phys. chem. 17, 181—204, 1913.

- Edm. van Aubel.** Über den Brechungsquotienten von Stoffen bei ihrer kritischen Temperatur. *Phys. ZS.* 14, 302—303, 1913.
- A. Kröner.** Über die Dampfdrucke der Alkalimetalle. *Ann. d. Phys.* (4) 40, 438—452, 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

- Ugo Grassi.** Una modificazione al calorimetro a congelamento. *Lincei Rend.* (5) 22 [1], 304—305, 1913.
- Ernest Anderson and H. A. Noyes.** A simple inexpensive calorimeter for determining the heat of solution and of neutralization. *Journ. phys. chem.* 17, 249—263, 1913.
- Karl Scheel und Wilhelm Heuse.** Die spezifische Wärme von Helium und einigen zweiatomigen Gasen. *Ann. d. Phys.* (4) 40, 473—492, 1913.
- R. G. Lunn.** On the Latent Heat of Evaporation of Steam from Salt Solutions. *Phys. Soc. London*, March 14, 1913. [*Chem. News* 107, 166, 1913. *Nature* 91, 128, 1913.]

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

1 D. Die Sonne.

J. S. Plaskett and Ralph E. Delury. The solar rotation in 1911. *Astrophys. J.* **87**, 2, 73—105, 1913.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A₁. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

C. Braak. The correlation between atmospheric pressure and rainfall in the East-Indian Archipelago in connection with the 3,5 yearly barometric period. Amsterdam 1912. 8°. 8 S. S.-A. Proc. of the Kon. Akad. van Wetenschappen te Amsterdam 1912.

C. Braak-Batavia. Über die Ursache langperiodischer Barometer- und Temperaturschwankungen. *Met. ZS.* **80**, 2, 49—58, 1913.

V. Bjerknes. Das CGS-System und die Meteorologie. *Met. ZS.* **80**, 2, 67—71, 1913.

Ch. Delrock. *Astronomie et météorologie à la portée de tous.* 3me éd. Bruxelles 1893. 176 p. 8°.

A. H. Thiessen. Using weather data in engineering problems. *Month. Weather Rev.* **40**, 10, 1565—1573, 1912.

J. J. Craig. Meteorological factors of mortality in Cairo and Alexandria, Alexandria 1912. 8°. S.-A. The Cairo Scientific-Journal Nos 72 and 73. 6, 246—250, 1912.

M. Ihne. Phänologische Karte des Frühlingseinzuges im Großherzogtum Hessen 1911. — Auftriebszeit bei den Hessischen Dauerweiden und Phänologische Karte. Darmstadt 1912. S.-A. Hess. Landwirt. ZS. 1912.

Methods for the study of agricultural meteorology. Abstr. of papers by. Askinazy, Loske and Obsor. Internat. inst. of agricult. Bull. Rome. 3d year. Sept. p. 1922—1926, 1912.

O. Poskin. A propos de météorologie agricole. *Ciel et Terre* **88**, 12, 388—393, 1912.

Meteorologische und hydrologische Beobachtungen, ausgeführt während des Sommers 1911 auf dem Transportschiff „Pachtussow“ im nördlichen Eismeer. Herausgegeben von der Hydrographischen Zentralverwaltung. St. Petersburg 1912. 4°. 2 Bl., V, 123 S. (in russischer Sprache).

- J. J. Craig.** Diagrams of storm tracks and thermo-isopleths. Cairo 1913. 4°. 1 Bl., 3 S., 2 Taf. S.-A. Met. Report 1910, Part. II.
- A. J. Mitchell.** Winter weather in Florida — a courteous rejoinder. Month. Weather Rev. 40, 10, 1470—1482, 1912.
- Boletín Mensual del Observatorio del Ebro.** Junio de 1912. 8, 6. Observatorio de Física Cosmica del Ebro.
- Observations météorologiques effectuées à la station d'Elisabethville (Katanga).** [Oct. 1911 — Juin 1912.] Bull. agricole du Congo Belge, Bruxelles. 8, Sept., p. 669—679, 1912.
- Scientific Memoirs of the Meteorological Observatory of the Government General of Korea.** 2. Chemulpo (Korea) 1912. 8°.
- Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1911.** Beobachtungssystem der Deutschen Seewarte. Ergebnisse der Meteorologischen Beobachtungen an 10 Stationen II. Ordnung und an 57 Sturmwarnungsstellen, sowie stündliche Aufzeichnungen an 4 Normal-Beobachtungsstationen. Jahrgang 34. Hamburg 1912. 4°. VII, 184 S.
- Hugo Hergesell.** Deutsches Meteorologisches Jahrbuch für 1907. Elsaß-Lothringen. Herausgegeben von dem Direktor der Meteorologischen Landesanstalt von Elsaß-Lothringen. Straßburg i. E. 1912. 4°. VIII, 58, 18 S.
- Boletim do observatorio nacional Rio de Janeiro.** Anno 1909. Rio de Janeiro 1912. 8°. 287 S.
- K. Joester.** Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Januar 1913. Wetter 80, 3, 64, 1913.

2 A₂. Erforschung der oberen Luftschichten.

- J. von Hann.** Die adiabatische Temperaturenaufnahme mit der Höhe. Met. ZS. 80, 2, 99—101, 1913.
- Alfred J. Henry.** Daily changes in temperature up to 4000 meters. Bull. of the Mount. Weather Obs. 5, 1, 1—18, 1912.
- W. H. Dines.** Über die adiabatische Temperaturabnahme mit der Höhe in der Atmosphäre. Met. ZS. 80, 2, 99, 1913.
- J. von Hann.** William R. Blair über die Ergebnisse der Ballonaufstiege im Inneren von Nordamerika. Met. ZS. 80, 2, 86—90, 1913.
- A. Schmauß.** Münchener aerologische Studien. Nr. 2. Beziehungen zwischen der Luftversetzung und der Höhererstreckung der Troposphäre. München 1913. 4°. 4 S. S.-A. Beob. d. met. Stationen im Königreich Bayern. 84. Jahrg. 1912.
- Hermann Bongards, Lindenberg.** Ein Beitrag zur Kenntnis der Böen. Wetter 80, 3, 57—63, 1913.
- Perlewitz.** Windbeobachtungen in den höheren Luftschichten der tropischen Ozeane. Met. ZS. 80, 2, 90—92, 1913.
- M. Möller.** Zum täglichen Gang der Windstärke hoher Luftschichten und dessen ursächliche Erforschung. Met. ZS. 80, 2, 93—95, 1913.
- G. Rempp.** Zur Technik der Registrieraufstiege mit Gummiballonen. Deutsches Met. Jahrb. f. 1907. Elsaß-Lothringen 1912.
- K. Bux und P. Zistler.** Münchener Pilotballonbeobachtungen im Jahre 1912. München 1913. 4°. 21 S. S.-A. Beob. d. met. Stationen im Königreich Bayern. 84. Jahrg., 1912.
- Wm. R. Blair.** Free air data at Mount Weather for january, february, and march, 1912. Bull. of the Mount Weather Obs. 5, 1, 19—82, 1912.
- A. Schmauß.** Die Münchener Registrierballonfahrten im Jahre 1912. Anhang: Allgemeine Ergebnisse der Fahrten von 1906—1912. München 1913. 4°. 47 S. S.-A. Beob. d. met. Stationen im Königreich Bayern. 84. Jahrg., 1912.
- Josef Reger, Lindenberg.** Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im Februar 1913. Wetter 80, 3, 65—66, 1913.

- M. Kleinschmidt, Friedrichshafen.** Die aerologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Februar 1913. *Wetter* 80, 3, 66—67, 1913.
 Die Temperatur der oberen Luftschichten im Februar 1913. Königl. Preuss. Aeronautisches Observatorium Lindenberg (122 m über NN.) u. Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen (395 m über NN.). Karten-Beilage zu *Wetter* 80, 3, 1913.

2 A₁. Luftfahrt und Flugwesen.

- Georg von dem Borne.** Aneroidvariometer zur Feststellung der Vertikalgeschwindigkeit im Freiballon. *Deutsche Luftfahrer ZS.* 16, 538, 1912.
Leo Rott. Messung der Luftströmungen. *Österreichische Flug-ZS.* 6, 500—508, 1912.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

- Francis Gano Benedict.** The composition of the atmosphere, with special reference to its oxygen content. Washington 1912. III, 115 p. 8°. (Carnegie Institution of Washington. Publication No. 166.)
K. W. F. Kohlrausch. Über die in der Atmosphäre suspendierten festen radioaktiven Zerfallsprodukte. *Phys. ZS.* 13, 25, 1193—1198, 1912.
W. Budig. Staubmessungen in freier Atmosphäre. *Phys. ZS.* 13, 25, 1224, 1912.
Albert Wiegand. Nachtrag zu der Abhandlung: „Über die Natur der Kondensationskerne in der Atmosphäre“. *Met. ZS.* 80, 2, 109, 1913.
Paul Vageler. Die Bindung des atmosphärischen Stickstoffs in Natur und Technik. Braunschweig 1908. IX, 132 S. 8°. (Die Wissenschaft, Heft 26.)

2 C₁. Lufttemperatur.

- J. von Hann.** H. Arctowski über die Temperatur in den Tropen in dem Dezennium 1900 bis 1909. *Met. ZS.* 80, 2, 101—102, 1913.
Fr. R. Gallardo et C. Flammarion. L'origine de la chaleur atmosphérique. *L'Astronomie* 26, Déc., 552—556, 1912.
E. Alt. Frostgrenzen und Frosthäufigkeit in Süddeutschland. *Met. ZS.* 80, 2, 104—106, 1913.
A. G. McAdie. Frost studies: Note on thawing and defrosting. *Month. Weather Rev.* 40, 10, 1574, 1912.
K. Joester. Die Temperaturverhältnisse im Januar 1913 unter etwa 50° n. Br. *Wetter* 80, 3, 65, 1913.

2 C₂. Strahlung.

- R. Billwiller, Zürich.** Die Schwächung der Sonnenstrahlung und Sonnenscheindauer durch die atmosphärische Trübung im Sommer 1912. *Met. ZS.* 80, 2, 108—109, 1913.
W. Marten. Vergleichsmessungen mit Pyrheliometern. *Phys. ZS.* 13, 25, 1212—1216, 1912.
C. G. Abbot. Measurements of solar radiation. *Astrophys. J.* 87, 2, 130—144, 1913.

2 D. Luftdruck.

- L. Froc.** Moyennes mensuelles de la pression en extrême orient d'après les cartes de l'observatoire de Zi-Ka-Wei (Chang-Hai 1912). 4°. 1 Bl., 5 S. (Appendice au Bull. Mét. de 1909.)
H. Casevitz. Les grandes baisses barométriques. *L'Astronomie* 26, Déc., 563—564, 1912.

2 E. Winde und Stürme.

L'ouragan du 30 septembre 1912. *A'Astronomie* 26, Nov., 520—521, 1912.

2 F. Wasserdampf.

J. Maurer. Über die Verdunstung auf einzelnen Seen am nordalpinen Fuß während der großen Hitze und Trockenzeit 1911. *Met. ZS.* 30, 2, 102—104, 1913.

W. Knoche. Brandcumulus. *Met. ZS.* 30, 2, 108, 1913.

2 G. Niederschläge.

K. Sapper. Regenmessungen an der pazifischen Abdachung der Republik Guatemala 1911. *Met. ZS.* 30, 2, 95—97, 1913.

Gilbert T. Walker. The liability to drought in India as compared with that in other countries. Simla 1912. 4°. 9 S. *Mem. of the Indian Met. Dep.* 21, Part 5.

Gilbert T. Walker. Date of heavy rainfall over short periods in India. Calcutta 1912. 4°. 110 S. (*Mem. of the Indian Met. Dep.* 21, Part 3.)

L. Froc. La pluie en Chine durant une période de onze années 1900—1910. Première Partie: Les observations. Chang-Hai 1912. 4°. 1 Bl., 62 S., 4 Taf. (Observatoire de Zi-Ka-Wei. Appendice an *Bull. Mét. de* 1910.)

Observations pluviométriques effectuées dans la colonie [1911]. *Bull. agricole du Congo Belge, Bruxelles.* 3, Sept., 647—651, 1912.

Excessive precipitation. *Month. Weather Rev.* 40, 10, 1607—1609, 1912.

H. Kuglmayr. Ein schweres Hagelwetter. *Prometheus* 24, 1233, 430—431, 1913.

W. Knoche. Der große Juni-Schneefall 1912 im chilenischen Längstal. (Vorläufige Mitteilung.) *Met. ZS.* 30, 2, 106—108, 1913.

P. Richter, Zeitz. Gefrorener Regen? *Wetter* 30, 3, 69—70, 1913.

B. Eckardt. Eistau. *Met. ZS.* 30, 2, 106, 1913.

Niederschlagsmengen in Zentral-Europa in mm, Januar 1913. *Karten-Beilage zu Wetter* 30, 3, 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

K. Kähler, Potsdam. Der Einfluß des Wetters auf die atmosphärische Elektrizität. *Wetter* 30, 3, 49—56, 1913.

W. Knoche. Hoher Wert der induzierten Aktivität und der Leitfähigkeit in der Kordillere von Las Condes. *Phys. ZS.* 13, 25, 1221—1222, 1912.

J. Laub. Über einige Beobachtungen der Luftelektrizität und Radioaktivität auf dem Atlantischen und Großen Ozean. I. Bestimmung des Emanationsgehaltes im Ozeanwasser. *Phys. ZS.* 14, 2, 81—83, 1913.

K. J. v. Kotelow. Über das luftelektrische Feld in Jekaterinoslaw während der Sonnenfinsternis am 17. April 1912. *Verhandl. d. deutschen Phys. Ges.* 14, 24, 1115—1123, 1912.

K. Kähler. Die Schwankungen des elektrischen Leitvermögens der Atmosphäre und des vertikalen Leitungsstromes in Potsdam. *Phys. ZS.* 13, 25, 1216—1221, 1912.

G. C. Simpson. Instrumente zur Beobachtung der atmosphärischen Elektrizität. *Phys. ZS.* 14, 1, 41—45, 1913.

Wilhelm Schmidt. Gewitter und Böen. *Met. ZS.* 30, 2, 92, 1913.

J. Loisel. Les orages. Application des Ondes Hertiennes et leur observation. Préface de Camille Flammarion. Paris, G. Thomas, 1912. 8°. 120 S. Ref. K. Kähler, *Met. ZS.* 30, 2, 110, 1913.

2 I. Meteorologische Optik.

- Chr. Jensen.** Die Fortschritte der Optik der Atmosphäre im Jahre 1911. Berlin 1912. 8°. S.-A. Mitt. der Vereinig. von Freunden der Astr. u. kosm. Phys. 22, 143—153.
- Chr. Jensen.** Die Polarisationsgröße des blauen Himmelslichtes nach Sonnenuntergang. Halle a. S. 1912. 8°. 11 S. S.-A. Jahrbuch f. Photogr. u. Reproduktionstechnik 1912.
- C. Dorno.** Beobachtungen der neutralen Punkte der atmosphärischen Polarisation. Met. ZS. 80, 2, 71—81, 1913.
- Chr. Jensen.** Über die große atmosphärisch-optische Störung von 1912. Berlin 1912. 8°. 12 S. S.-A. Mitt. der Vereinig. von Freunden d. Astron. u. kosm. Phys. 22.
- Chr. Jensen.** Zur Frage der großen atmosphärisch-optischen Störung. Met. ZS. 80, 2, 81—86, 1913.
- J. Maurer.** Trübung der Atmosphäre 1912. Met. ZS. 80, 2, 92—93, 1913.
- Albert Heim.** Luft-Farben. Zürich, Hofer u. Co., 1912. 8°. 93 S., 19 Farbbilder. (Preis 5 M.) *

2 K. Synoptische Meteorologie.**2 L. Dynamische Meteorologie.**

- A. Defant.** Die Veränderungen in der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre in den gemäßigten Breiten der Erde. Met. ZS. 80, 2, 58—67, 1913.

2 M. Praktische Meteorologie.

- A. Berget.** Le Temps qu'il fait, le Temps qu'il fera. Notions de Météorologie à l'usage des aéronautes et des aviateurs. Paris, Ch. Delagrave, 1912. 4°. 261 S.
- Leonhard Weber.** Der Wetterdienst während des Nordmarkfluges. Deutsche Luftfahrer ZS. 16, 540—541, 1912.
- E. van Everdingen.** De methode van beoordeling der weers verwachtingen van het koninklijk Nederlandsch meteorologisch instituut en de uitkomsten in den zomer van 1911. Koninkl. Nederlandsch. met. inst. Mededeelingen en Verhandelingen 1—24, Nr. 14, 1912.
- K. Roth, Mühlheim a. Main.** Der wetterkundliche Unterricht. Wetter 80, 3, 70—72, 1913.
- Weather, forecasts, and warnings for the month. Month. Weather Rev. 40, 10, 1596—1599, 1912.
- Rudolf Fischer, Darmstadt.** Island als Wettermacher Mitteleuropas. Wetter 80, 3, 67—69, 1913.
- Potash as frost insurance. Country gentleman. Philadelphia 77, 9, 1912.

2 N. Kosmische Meteorologie.

- W. van Bemmelen, Batavia.** Die mondtägliche Variation des Luftdruckes in Batavia. Met. ZS. 80, 2, 98—99, 1913.
- G. Meyer, Aachen.** Über den Einfluß der Mondperioden auf Temperaturschwankungen. Met. ZS. 80, 2, 97—98, 1913.

2 O. Meteorologische Apparate.

- L. Weickmann.** Ein neuer photographischer Sonnenscheinautograph. München 1913. 4°. 3 S., 1 Taf. S.-A. Beob. d. met. Stationen im Königreich Bayern 84. Jahrg. 1912.

Electric hygrometer. Abstr. Zentral-Ztg. f. Optik u. Mechanik. Modern electrics 5, Nov., 802, 1912.

2 P. Klimatologie.

Eduard Brückner. Klimaschwankungen und Völkerwanderungen im XIX. Jahrhundert (Berlin 1910). 15 S. 4°. Internat. Wochenschr. f. Wissensch., Kunst u. Technik, Berlin 1910, 5. März.

Z. von Dalmady. Die klimatologische Berechnung der Schwüle. ZS. f. Balneolog. 5, 409—416, 1912.

Note on climatological averages. Month. Weather Rev. 40, 10, 1601—1602, 1912.

Otto Rubel. Das Klima von Baden-Baden in den Jahren 1891 bis 1905 bzw. 1871 bis 1905. Straßburg i. E., Lindner, 1911. 8°. 176 S. mit einer Temperatur-Diagrammtafel. Ref. J. v. Hann, Met. ZS. 80, 2, 109—110, 1913.

J. P. van der Stok. Das Klima des südöstlichen Teiles der Nordsee, unweit der niederländischen Küste. Koninkl. Nederlandsch. met. inst. Mededeelingen en Verhandelingen (Nr. 13 c) 215—308, 1912.

Climatological data, U. S. Weather Bureau stations. Month. Weather Rev. 40, 10, 1604—1607, 1912.

Condensed climatological summary. Month. Weather Rev. 40, 10, 1603—1604, 1912.

Canadian climatological data. Month. Weather Rev. 40, 10, 1609, 1912.

C. W. Woodworth. Apples, coddling moth, and climate. Month. Weather Rev. 40, 10, 1574—1584, 1912.

Climatological summary for 12 districts. Month. Weather Rev. 40, 10, 1458—1584, 1912.

3. Geophysik.

3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

3 B. Theorien der Erdbildung.

3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).

3 D. Boden- und Erdtemperatur.

3 E. Vulkanische Erscheinungen.

3 F. Erdbeben.

V. Conrad. Die zeitliche Verteilung der in den Jahren 1897 bis 1907 in den österreichischen Alpen- und Karstländern gefühlten Erdbeben. (Ein Beitrag zum Studium der sekundär auslösenden Ursachen der Erdbeben.) II. Mitt. Wien 1912. 8°. 2 Bl., 22 S. S.-A. Mitt. d. Erdbeben-Komm. der kais. Akad. d. Wiss. in Wien. Neue Folge, Nr. 44.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Karl Haußmann, Aachen. Die magnetischen Landesaufnahmen im Deutschen Reich und magnetische Übersichtskarten von Deutschland für 1912. Peterm. Mitt. 59, 119—121, 1913.

3 H. Niveauperänderungen.**3 I. Orographie und Höhenmessungen.****3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.**

Gottfried Mersbacher, München. Die Frage der Entstehung des Lösses. *Peterm. Mitt.* 59, 126—130, 1913.

3 L. Küsten und Inseln.**3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.**

G. Herbert Fowler. Science of the sea, an elementary handbook of practical oceanography. London 1912. XVIII, 452 S. 8°. (Prepared by the Challenger Society.)

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

W. H. Bonnett. Notes on the streams of the upper San Joaquin watershed. *Month. Weather Rev.* 40, 10, 1574, 1912.

N. R. Taylor. Notes on the rivers of the Sacramento and San Joaquin valleys for October 1912. *Month. Weather Rev.* 40, 10, 1573—1574, 1912.

Lake levels, October 1912. *Month. Weather Rev.* 40, 10, 1497, 1912.

Rivers and floods. *Month. Weather Rev.* 40, 10, 1599—1600, 1912.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Wochenberichte über die Schneebeobachtungen im österreichischen Rhein-, Donau-, Oder- und Adriagebiete 1911/12. Wien 1912. Fol. 57 S. K. k. hydrographischer Dienst in Österreich.

Wochenberichte über die Schneebeobachtungen im österreichischen Elbegebiete und im böhmischen Donau- und Odergebiete 1911/12. Prag 1912. Fol. 21 S. K. k. hydrographischer Dienst in Österreich.

Wochenberichte über die Schneebeobachtungen im österreichischen Weichsel-, Dniestr-, Dniepr-, Pruth- und Serethgebiete 1911/12. Lemberg 1912. Fol. 27 S. K. k. hydrographischer Dienst in Österreich.

A. Gradenwitz. Schneevermessungen für Bewässerungsanlagen. *Prometheus* 24, 1233, 426—427, 1913.

Die Lawinen der Schweiz. *Prometheus* 24, 1233, Beibl. 106—108, 1913.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

12. Jahrg.

15. Mai 1913.

Nr. 9.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 9 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 30. April 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

- O. D. Chwolson. Lehrbuch der Physik. Viertes Band. Die Lehre von der Elektrizität. Zweite Hälfte. Erste Abteilung unter Mitwirkung von A. A. Dobiasch und A. L. Gerschun. Übersetzt von H. Pflaum und A. B. Foehringer. Mit 114 Abbildungen. 446 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1913. (Preis 7,50 *M.*)*
- R. Lespieau. Notice sur la vie et les travaux de Louis-Casimir de Coppet 1841—1911. Bull. soc. chim. (4) 18, I—VIII, 1913.
- Ernesto Pascal. Enrico Poincaré. Rend. di Napoli (3) 18, 309—313, 1913.
- Wedding. Adolf Slaby †. Elektrot. ZS. 84, 429—430, 1913.
- Antonio Pacinotti. Descrizione di una macchinetta elettro-magnetica. Riprodotta dal Nuovo Cimento, fascicolo del giugno 1864, pubblicato il 3 maggio 1865. 95 S. Bergamo, Istituto italiano d'arti grafiche, 1912.
- Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1912. ZS. f. Instrkde. 88, 84—98, 111—130, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

- Bruno Thieme. Ein verbessertes Kompressionsvakuummeter in technisch brauchbarer Ausführung. Elektrot. ZS. 84, 469—470, 1913.

3. Maß und Messen.

- J. Freire de Sousa Pinto. Noções de calculo das probabilidades para o estabelecimento das bases da estatística. Ann. do Porto 8, 43—64, 1913.
- Henri Chrétien. Sur une variante de la méthode des coïncidences. C. R. 156, 1061—1063, 1913.

- G. Lippmann. Appareil électrique mesureur du temps pour la comparaison de deux phénomènes périodiques. *Ann. chim. phys.* (8) 28, 369—373, 1913.
 Maurice Billy. Méthode simple pour déterminer la densité des poudres minérales. *C. R.* 156, 1065—1067, 1913.
 Karl Scheel. Benennung der Druckeinheit und der Krafteinheit. *ZS. f. Instrkte.* 83, 134—136, 1913.
 W. H. Keesom. Units of Pressure in Vacuum Work. *Nature* 91, 161, 1913.
 G. E. Gibson. On a Method of determining Vapour Densities at High Temperatures, and on a new form of Quartz Manometer. *Proc. Edinburgh Soc.* 83, 1—8, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- H. Gehrcke. Über die Koordinationssysteme der Mechanik. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 260—266, 1913.
 Émile Borel. La mécanique statique et l'irréversibilité. *Journ. de phys.* (5) 8, 189—196, 1913.
 Felix Joachim de Wisniewski. Zur Minkowskischen Mechanik (Fortsetzung). *Ann. de Phys.* (4) 40, 668—676, 1913.
 Stanislas Belsetsky. De la stabilité d'équilibre dans un cas particulier de pièce courbe. *C. R.* 156, 1056—1058, 1913.
 A. Del Re. Le equazioni generali per la Statica e la Dinamica dei sistemi materiali ad n dimensioni ed a curvatura costante nel caso di vincoli in termini differenziali non integrabili. *Bend. di Napoli* (3) 18, 287—296, 1913.
 E. Terradas. Sur la mouvement d'un fil. *Ann. do Porto* 8, 15—28, 1913.
 Ernest Esclangon. Sur l'entraînement du support dans les observations du pendule. *C. R.* 156, 1005—1008, 1913.
 Andrew Gray. Gyrostats and gyrostatic action. Discourse delivered at the Roy. Inst. on Friday, Febr. 14. *Nature* 91, 175—179, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- Ernst Meißner. Das Elastizitätsproblem für dünne Schalen von Ringflächen-, Kugel- oder Kegelform. *Phys. ZS.* 14, 343—349, 1913.
 P. Goerens und G. Hartel. Über die Zähigkeit des Eisens bei verschiedenen Temperaturen. *ZS. f. anorg. Chem.* 81, 130—144, 1913.

6. Hydromechanik.

- Jaubert de Beaujeu. Sur l'écoulement du mercure par les fils de cuivre étamé, d'après les expériences de M. A. Tscherniawsky. *Soc. Franç. de Phys.* Nr. 40, 6, 1913.
 Henri Bénard. Sur la zone de formation des tourbillons alternés derrière un obstacle. *C. R.* 156, 1003—1005, 1913.

7. Kapillarität.

- J. Boussinesq. Sur l'existence d'une viscosité superficielle, dans la mince couche de transition séparant un liquide d'un autre fluide contigu. *C. R.* 156, 983—989, 1913.
 J. Boussinesq. Application des formules de viscosité superficielle à la surface d'une goutte liquide sphérique, tombant lentement, d'un mouvement devenu uniforme, au sein d'une masse fluide indéfinie en repos, d'un poids spécifique moindre. *C. R.* 156, 1035—1040, 1913.

8. Aeromechanik.

- G. F. C. Searle.** A Simple Method of determining the Viscosity of Air. Proc. Cambr. Phil. Soc. 17, 183—192, 1913.
- J. R. Milne and H. Levy.** The Error caused by „Lag“ in a Recording Instrument: An Experimental Study. Proc. Edinburgh Soc. 88, 103—116, 1913.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

- H. Waetzmann und G. Mücke.** Berichtigung zu der Arbeit: Untersuchungen an physikalisch-objektiven Kombinationstönen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 348, 1913.
- Joseph Petersen.** Der Ursprung subjektiver Kombinationstöne. Ann. d. Phys. (4) 40, 815—816, 1913.

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

- F. H. Loring.** Atomic weight estimation from special groupings of the hydrides. Chem. News 107, 193, 1913.
- Kasimir Fajans.** Die radioaktiven Umwandlungen und die Valenzfrage vom Standpunkte der Struktur der Atome. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 240—259, 1913.
- Albert P. Matthews.** The valence of oxygen, sulphur, nitrogen and phosphorus determined from the molecular cohesion. Journ. phys. chem. 17, 331—336, 1913.
- Albert P. Matthews.** The valence of the argon group as determined from the molecular cohesion. Journ. phys. chem. 17, 337—343, 1913.
- A. Roderburg.** Über die Darstellung reinen Urans. ZS. f. anorg. Chem. 81, 122—129, 1913.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

- F. Dolezalek.** Zur Theorie der binären Gemische und konzentrierten Lösungen. III. Erwiderung an die Herren T. S. Patterson und J. J. van Laar. ZS. f. phys. Chem. 88, 40—44, 1913.
- F. Dolezalek und A. Schulze.** Zur Theorie der binären Gemische und konzentrierten Lösungen. IV. Das Gemisch: Äthyläther—Chloroform. ZS. f. phys. Chem. 88, 45—78, 1913.
- Ph. Kohnstamm und J. Timmermans.** Experimental investigations concerning the miscibility of liquids at pressures up to 3000 atmospheres. Proc. Amsterdam 15, 1021—1037, 1913.
- Nicolas von Kolossovsky.** Thermochemische Untersuchungen über die Auflösung und theoretische Betrachtungen über die Beziehungen zwischen den chemischen Eigenschaften der Salzlösungen (II. Mitteilung). ZS. f. phys. Chem. 88, 79—96, 1913.
- A. Colani.** Sur la solubilité de l'oxalate de thorium. C. R. 156, 1075—1076, 1913.

- Milorad Z. Jowitschitsch.** Vollständige Löslichkeit des Chromhydrats in Ammoniak. *Monatsh. f. Chem.* **84**, 225—242, 1912. [*Chem. Zentralbl.* 1913, 1, 1493—1494.]
- L. Gay et F. Ducelliez.** De l'interprétation chimique des points singuliers. *Bull. soc. chim.* (4) **18**, 320—324, 1913.
- Ernst Cohen.** The equilibrium Tetragonal Tin \rightleftharpoons Rhombic Tin. *Proc. Amsterdam* **15**, 839—840, 1913.
- A. Smits, J. W. Terwen and H. L. de Leeuw.** On the system phosphorus. *Proc. Amsterdam* **15**, 885—890, 1913.
- Schreinemakers.** Equilibria in ternary systems. II. *Proc. Amsterdam* **15**, 853—867, 1913. III, ebenda, S. 867—879.
- Werner Mecklenburg.** Die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen. *Die Naturwissenschaften* **1**, 381—384, 1913.
- Irvine Masson.** The Precipitation of Salts by the Corresponding Acids. *Proc. Edinburgh Soc.* **33**, 64—68, 1913.
- N. Ishizaka.** Über die Beziehung zwischen Kolloidfällung und Adsorption und über die Fällungsgeschwindigkeit. *ZS. f. phys. Chem.* **83**, 97—128, 1913.
- Harry C. Jones.** The bearing of osmotic pressure on the development of physical or general chemistry. *Chem. News* **107**, 172—176, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- Reinhard Beutner.** Neue Erscheinungen der Elektrizitätserregung, welche einige bioelektrische Phänomene erklären. *ZS. f. Elektrochem.* **19**, 319—330, 1913.
- J. Stock.** Über die durch Bewegung fester Körper in Flüssigkeiten hervorgerufenen elektroosmotischen Potentialdifferenzen. *Krak. Anz. (A.)* **131**—144, 1913.
- Friedrich Meyer.** Über die Durchlässigkeit des Glases für Wasser unter dem Einflusse hochgespannter Elektrizität. *Chem. Ber.* **46**, 1110—1115, 1913.
- Reinhard Beutner.** New electric properties of a semipermeable membrane of copper ferrocyanide. *Journ. phys. chem.* **17**, 344—360, 1913.
- T. Roland Briggs.** The electrochemical production of colloidal copper. *Journ. phys. chem.* **17**, 281—319, 1913.
- P. Askenasy und A. Réval.** Beiträge zur Kenntnis der elektrolytischen Regenerierung von Chromsäure aus Lösungen von Chromsulfat. *ZS. f. Elektrochem.* **19**, 344—362, 1913.
- Oskar Przisa.** Die elektrolytische Reduktion der Kohlensäure und des Kohlenoxydes unter Druck. 47 S. Diss. Techn. Hochschule Berlin 1913.
- A. Fischer.** Beiträge zur Elektrochemie der Chromgruppe. 1. Mitteilung. Wolfram und Uran. *ZS. f. anorg. Chem.* **81**, 170—208, 1913.
- C. W. Bennett and H. N. Gilbert.** Some tests of the Edison storage battery. *Journ. phys. chem.* **17**, 322—330, 1913.

4. Photochemie.

- Victor Henri et René Wurmser.** Énergie absorbée dans les réactions photochimiques. *C. R.* **156**, 1012—1015, 1913.

5. Thermochemie.

- A. Siggel.** Thermodynamische Untersuchungen am Kupfersulfat. *ZS. f. Elektrochem.* **19**, 340—344, 1913.
- W. A. Roth und H. Wallasch.** Verbrennungs- und Umwandlungswärmen einiger Elemente. Diamant und Graphit. I. *Chem. Ber.* **46**, 896—911, 1913.

- L. Fouard.** Sur la tonométrie différentielle des solutions aqueuses et la théorie d'Arrhénius. Soc. Franç. de Phys. Nr. 40, 6—7, 1913.
- Émile Jouguet.** Sur la propagation des déflagrations et sur les limites d'inflammabilité. C. R. 156, 1058—1061, 1913.
- O. Rau.** Zur Bestimmung des bei der Verbrennung schwefel- und stickstoffhaltiger Stoffe in der kalorimetrischen Bombe gebildeten Wassers. ZS. f. anorg. Chem. 81, 116—121, 1913.
- Barre.** Combinaisons du chlorure de cérium avec le gaz ammoniac. C. R. 156, 1017—1019, 1913.
- Walter Fraenkel.** Über die Bildung von Aluminiumnitrid aus Tonerde, Kohle und Stickstoff. I. ZS. f. Elektrochem. 19, 362—373, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

- Hanriot.** Sur l'écronissage. Ann. chim. phys. (8) 28, 414—433, 1913.
- Vict. Goldschmidt.** Atlas der Kristallformen. 244 S. Tafeln und VI u. 248 S. Text. Heidelberg, Carl Winter, 1912. (Preis 20 u. 12 *M.*, geb. 25 u. 17 *M.*) *
- A. Duffour.** Sur une nouvelle forme du bichromate de potassium. C. R. 156, 1022—1024, 1913.
- Meinhard Hasselblatt.** Über die lineare Kristallisationsgeschwindigkeit isomorpher Mischungen. ZS. f. phys. Chem. 83, 1—39, 1913.
- P. Oberhoffer.** Einige Beobachtungen über die sogenannte Zeilenstruktur in Flußeisen und Stahl. ZS. f. anorg. Chem. 81, 156—169, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- O. D. Chwolson.** Lehrbuch der Physik. Viertes Band. Die Lehre von der Elektrizität. Zweite Hälfte. Erste Abteilung unter Mitwirkung von A. A. Dobiasch und A. L. Gerschun. Übersetzt von H. Pflaum und A. B. Foehringer. Mit 114 Abbildungen. 446 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1913. (Preis 7,50 *M.*) *
- Fritz Emde.** Potential und Spannung. Arch. f. Elektrot. 1, 495—497, 1913.
- H. Rudolph.** Die hydrodynamische Äthertheorie. Dokumente zur Freiheit der Wissenschaft und Begleitwort zu meinem Vortrag auf der 84. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Münster i. W. am 17. September 1912. 3 u. 46 S. Coblenz, Verlag von W. Gross, Hofbuchhandlung (L. Meinardus), 1913.
- R. Marcolongo.** Sulle equazioni dell'elettrodinamica. Nota 3. Rend. di Napoli (3) 18, 314—319, 1913.
- G. Pólya.** Über Molekularrefraktion. Phys. ZS. 14, 352—355, 1913.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

- G. Pólya.** Über Molekularrefraktion. Phys. ZS. 14, 352—355, 1913.

4. Maße und Meßinstrumente.

- H. Rohmann.** Nutzbarmachung der Drehungswinkel bei Meßinstrumenten (hochempfindliches Relais). Phys. ZS. 14, 350—352, 1913.

- V. Ehrlich und F. Russ.** Über Messungen der elektrischen Größen an Siemensschen Ozonröhren. ZS. f. Elektrochem. 19, 330—340, 1913.
- A. Campbell.** Vibration Galvanometers with Unifilar Torsional Control. Phys. Soc. London, April 11, 1913. [Chem. News 107, 203, 1913. Nature 91, 206, 1913.]
- August Schortau.** Grundzüge zur Konstruktion elektromagnetischer Instrumente. Elektrot. ZS. 84, 467—469, 1913.
- H. Greinacher.** Über das Vibrationselektrometer und dessen Verwendung bei Wechselstrommessungen. Arch. f. Elektrot. 1, 471—476, 1913.

5. Apparate.

- Paul Kalisch.** Beiträge zur Berechnung der Zugkraft von Elektromagneten. Theoretischer Teil (Schluß). Arch. f. Elektrot. 1, 476—491, 1913.
- G. Mongini.** Alcune ricerche sui convertitori a mercurio. Atti Assoc. Elett. Ital. 17, 280—292, 1913.
- Günther Schulze.** Die Abhängigkeit der Verluste im Quecksilbergleichrichter von der Stromstärke und Frequenz des gleichzurichtenden Wechselstromes. Arch. f. Elektrot. 1, 491—495, 1913.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

- H. Kamerlingh Onnes und Bengt Beckman.** On the change induced by pressure in electrical resistance at low temperature. I. Lead. Proc. Amsterdam 15, 947—952, 1913.
- Werner Mecklenburg.** Die elektrische Leitfähigkeit der Legierungen. Die Naturwissenschaften 1, 381—384, 1913.
- B. Tedeschi.** Untersuchungen über elektrische Leitfähigkeit einiger Pressspan- und Pilitsorten. Arch. f. Elektrot. 1, 497—504, 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

- R. Reiger.** Über Potentialstörungen durch Sonden in der leuchtenden positiven Säule. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 271—285, 1913.
- G. W. C. Kaye.** A Note on Cathodic Sputtering. Phys. Soc. London, April 11, 1913. [Chem. News 107, 203, 1913. Nature 91, 206, 1913.]

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

- J. J. Thomson.** Further applications of positive rays to the study of chemical problems. Proc. Cambr. Phil. Soc. 17, 201, 1913.
- K. Glimme und J. Koenigsberger.** Primärgeschwindigkeit der Kanalstrahlen unter verschiedenen Bedingungen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 267—270, 1913.
- J. Stark, R. Künser und G. Wendt.** Ein-, zwei- und dreiwertige Linien des Aluminiums in den Kanalstrahlen. Berl. Ber. 1913, 367.
- L. Vegard.** Zur Frage der Lichterzeugung durch Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) 40, 711—734, 1913.
- J. Stark.** Bemerkung zu vorstehender Arbeit des Herrn L. Vegard. Ann. d. Phys. (4) 40, 735, 1913.

- J. Baerwald.** Über die Förderung unserer Kenntnis vom Bau des Atoms durch die Erforschung der positiven Strahlen. *Die Naturwissenschaften* 1, 384—388, 1913.
- H. Sieveking.** Entwicklung und Stand der Forschung über die Röntgenstrahlen. *Die Naturwissenschaften* 1, 393—396, 1913.
- E. A. Owen. G. G. Blake.** X-Ray Spectra. *Nature* 91, 135, 1913.
- T. Terada.** X-Rays and Crystals. *Nature* 91, 135—136, 1913.
- W. Friedrich.** Eine neue Interferenzerscheinung bei Röntgenstrahlen. *Phys. ZS.* 14, 317—319, 1913.
- M. de Broglie.** Sur les images multiples que présentent les rayons de Röntgen après avoir traversé des cristaux. *C. R.* 156, 1011—1012, 1913.
- De Broglie.** Sur les nouveaux phénomènes de diffraction des rayons X par les réseaux cristallins. *Soc. Franç. de Phys.* Nr. 40, 5—6, 1913.
- M. de Broglie.** Reflection of X-Rays and X-Ray Fringes. *Nature* 91, 161—162, 1913.
- W. H. Bragg and W. L. Bragg.** The reflection of X-rays by crystals. *Roy. Soc. London*, April 17, 1913. [*Nature* 91, 205, 1913.]
- J. Stark.** Zur Diskussion des Verhaltens der Röntgenstrahlen in Kristallen. *Phys. ZS.* 14, 319—321, 1913.
- Josef Rosenthal.** Praktische Röntgenphysik. Mit 9 Abbildungen im Text und 2 photographischen Tafeln. 39 S. Leipzig, Johann Ambrosius Barth, 1913. (S.-A. Lehrb. d. Röntgenkunde, herausgegeben von H. Rieder und J. Rosenthal, Band I).
- Louis Wertenstein.** Sur le recul radioactif. *Soc. Franç. de Phys.* Nr. 40, 5, 1913.
- Kasimir Fajans.** Die radioaktiven Umwandlungen und die Valenzfrage vom Standpunkte der Struktur. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 240—259, 1913.
- O. v. Baeyer, O. Hahn und L. Meitner.** Das magnetische Spektrum der β -Strahlen des Radioaktiniums und seiner Zerfallsprodukte. *Phys. ZS.* 14, 321—323, 1913.
- L. Michiels.** Über die Strahlung von Uranlösungen und über eine Methode zur Bestimmung des Urans auf radioaktivem Wege. *ZS. f. anorg. Chem.* 81, 49—60, 1913.
- Walther Metzener.** Zur Kenntnis der chemischen Eigenschaften von Thorium C und Thorium D. *Chem. Ber.* 46, 979—986, 1913.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- H. Kamerlingh Onnes and E. Oosterhuis.** Magnetic researches, VII. On paramagnetism at low temperatures (continued). *Proc. Amsterdam* 15, 965—971, 1913.
- G. Wyrouboff.** Quelques observations à propos de la Note de M^{lle} Feytis sur le magnétisme des sels anhydres et hydratés. *C. R.* 156, 1072—1074, 1913.
- H. du Bois.** Zur Erzeugung starker und gleichförmiger magnetischer Dauerfelder. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 292—304, 1913.
- H. du Bois.** Die Entmagnetisierungsfaktoren elliptischer Zylinder. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 305—306, 1913.
- A. Campbell and H. C. Booth.** On Errors in Magnetic Testing Due to Elastic Strain. *Phys. Soc. London*, April 11, 1913. [*Chem. News* 107, 203, 1913. *Nature* 91, 206, 1913.]
- G. E. Allan and John Brown.** Preliminary Observations on Magnetic Induction in Ferric Oxide at Various Temperatures and in Different States, and on the Possible Chemical Changes indicated by the Observations. *Proc. Edinburgh Soc.* 33, 69—84, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- J. R. Ashworth.** Note on the Mean Magnetic Moment and Mean Energy of a Vibrating Magnet. Mem. Manchester Soc. 57, Nr. IV, 7 S., 1913.
- H. Kamerlingh Onnes and Bengt Beckman.** On the Hall effect, and on the change in resistance in a magnetic field at low temperatures. VI. The Hall effect for nickel, and the magnetic change in the resistance of nickel, mercury and iron at low temperatures down to the melting point of hydrogen. Proc. Amsterdam 15, 981—987, 1913.
- Bengt Beckman.** On the Hall effect, and on the change in resistance in a magnetic field at low temperatures. VII. The Hall effect for gold-silver-alloys at temperatures down to the melting point of hydrogen. Proc. Amsterdam 15, 988—996, 1913.
- H. Kamerlingh Onnes and Bengt Beckman.** On the Hall effect, and on the change in electrical resistance in a magnetic field at low temperatures. VIII. The Hall effect in Tellurium and Bismuth at low temperatures down to the melting point of hydrogen. Proc. Amsterdam 15, 997—1003, 1913.
- R. Lindemann und W. Hüter.** Über den Skineffekt von Flachspulen und kurzen Zylinderspulen bei schnellen elektrischen Schwingungen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 219—236, 1913.
- S. J. Barnett.** Electromagnetic induction and relativity. Science (N. S.) 37, 560—561, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- Lord Rayleigh.** Die Wirkung von Verbindungsstellen auf die Fortpflanzung elektrischer Wellen längs Leitern. (The Effect of Junctions on the Propagation of Electric Waves along Conductors.) Phys. ZS. 14, 313—317, 1913.
- F. Eckert.** Über anomale Dispersion im Gebiet kurzer elektrischer Wellen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 307—329, 1913.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

- A. Sommerfeld.** Der Zeemaneffekt eines anisotrop gebundenen Elektrons und die Beobachtungen von Paschen-Back. Ann. d. Phys. (4) 40, 748—774, 1913.
- J. Chaudier.** Polarisation rotatoire magnétique de l'azote et de l'oxygène liquéfiés. C. R. 156, 1008—1010, 1913.
- J. F. Sirks.** Messungen über die ultraviolette magnetische Drehung in Gasen. (Measurements on the ultraviolet magnetic rotation in gases.) Phys. ZS. 14, 336—343, 1913.
- C. Gutton.** Expériences sur la durée d'établissement de la biréfringence électrique. Journ. de phys. (5) 8, 206—217, 1913.
- O. Grotrian.** Einige ergänzende Beobachtungen zur Wirkung von Strahlen auf das Telephon. Ann. d. Phys. (4) 40, 812—814, 1913.
- Max Volmer.** Die verschiedenen lichtelektrischen Erscheinungen am Anthracen, ihre Beziehungen zueinander, zur Fluoreszenz und Dianthracenbildung. Ann. d. Phys. (4) 40, 775—796, 1913.
- W. M. Pauli.** Lichtelektrische Untersuchungen an fluoreszierenden Substanzen. Ann. d. Phys. (4) 40, 677—700, 1913.
- H. J. van der Bijl.** Zur Bestimmung der Erstenergien lichtelektrisch ausgelöster Elektronen. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 330—347, 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

E. Warburg, G. Leithäuser, E. Hupka, C. Müller. Über die Konstante c des Wien-Planckschen Strahlungsgesetzes. *Ann. d. Phys.* (4) **40**, 609—634, 1913.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

H. S. Uhler. On the Deviation Produced by Prisms. *Sill. Journ.* (4) **85**, 389—423, 1913.

Fred. Eugene Wright. A new thermal microscope for the measurement of the optical constants of minerals at high temperatures. *Journ. Washington Acad.* **8**, 232—236, 1913.

A. Tian. Sur un nouveau mode de construction des lampes en quartz à vapeur de mercure. *C. R.* **156**, 1063—1064, 1913.

John S. Anderson and George B. Burnside. A New Method of Starting Mercury Vapour Apparatus. *Proc. Edinburgh Soc.* **88**, 117—123, 1913.

Hans Schulz. Über Gelatine-FarbfILTER für Quecksilberlampen. *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 286—289, 1913.

L. Ambronn. Beschreibung eines neuen Instruments zur Messung der Bewegung von Ballons und Flugzeugen. *ZS. f. Instrkde.* **88**, 105—107, 1913.

F. Löwe. Ein Taschenrefraktometer für Mineralogen und Juweliere. *ZS. f. Instrkde.* **88**, 108—111, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

L. H. Siertsema. Determinations of the refractive indices of gases under high pressures. Second communication. On the dispersion of air and of carbon dioxide. *Proc. Amsterdam* **15**, 925—931, 1913.

Albert Wigand und Emil Everling. Die Entstehung von Lichtsäulen bei der Reflexion. *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 237—239, 1913.

F. Eckert. Über anomale Dispersion im Gebiet kurzer elektrischer Wellen. *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 307—329, 1913.

G. Pólya. Über Molekularrefraktion. *Phys. ZS.* **14**, 352—355, 1913.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

Willy Möbius. Zur Theorie des Regenbogens an Kugeln von 1 bis 10 Lichtwellenlängen Durchmesser. *Ann. d. Phys.* (4) **40**, 736—747, 1913.

G. F. C. Searle. Experiments illustrating flare spots in photography. *Proc. Cambr. Phil. Soc.* **17**, 205—219, 1913.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsene.

Paul Selényi. Zur Frage der Beeinflussung selektiver Absorptionsspektren durch elastische Deformation. *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 290—291, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

E. Warburg, G. Leithäuser, E. Hupka, C. Müller. Über die Konstante c des Wien-Planckschen Strahlungsgesetzes. *Ann. d. Phys.* (4) **40**, 609—634, 1913.

Walther Gerlach. Zur Kritik der Strahlungsmessungen. I. *Ann. d. Phys.* (4) **40**, 701—710, 1913.

- W. W. Coblentz.** The constants of spectral radiation of a uniformly heated enclosure. Journ. Washington Acad. 8, 177—180, 1913.
- W. Voigt.** Über das Gesetz der Intensitätsverteilung innerhalb der Linien eines Gasspektrums. Münch. Ber., math.-phys. Kl., 1912, 603—620.
- J. Stark, R. Künser und G. Wendt.** Ein-, zwei- und dreiwertige Linien des Aluminiums in den Kanalstrahlen. Berl. Ber. 1913, 367.
- J. W. Nicholson.** A Possible Extension of the Spectrum of Hydrogen. Monthl. Not. Roy. Astron. Soc. 78, 382—385, 1913.
- L. Vegard.** Zur Frage der Lichterzeugung durch Kanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) 40, 711—734, 1913.
- J. Stark.** Bemerkung zu vorstehender Arbeit des Herrn L. Vegard. Ann. d. Phys. (4) 40, 735, 1913.
- Albert Wigand und Emil Everling.** Die Entstehung von Lichtsäulen bei der Reflexion. Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 237—239, 1913.
- John S. Anderson.** The Absorption of Light by Inorganic Salts. No. VII: Aqueous Solutions of Iron Salts. Proc. Edinburgh Soc. 88, 35—43, 1913.
- Alex. R. Brown.** The Absorption of Light by Inorganic Salts. No. VIII: Alcoholic Solutions of Copper, Cobalt, and Nickel Salts in the Ultra-Violet. Proc. Edinburgh Soc. 88, 44—48, 1913.
- Ch. Fabry et H. Buisson.** L'absorption de l'ultra-violet par l'ozone et la limite du spectre solaire. Journ. de phys. (5) 8, 196—206, 1913.
- F. Eickert.** Über anomale Dispersion im Gebiet kurzer elektrischer Wellen. Verh. d. D. Phys. Ges. 16, 307—329, 1913.
- Peter Paul Koch.** Über die Ausmessung der Schwärzungsverteilung in einigen mit Röntgenstrahlen aufgenommenen Keilspaltphotogrammen mittels des registrierenden Mikrophotometers. Ann. d. Phys. (4) 40, 797—811, 1913.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

- Louis Dunoyer.** Un cas remarquable de résonance optique. C. R. 156, 1067—1070, 1913.
- W. E. Pauli.** Lichtelektrische Untersuchungen an fluoreszierenden Substanzen. Ann. d. Phys. (4) 40, 677—700, 1913.

8. Physiologische Optik.

- Boris Weinberg.** Ein kleiner Zusatz zu dem Artikel von O. Lummer, „Stäbchensehen in klarer Sternennacht (Stäbchenweißer Sternenglanz)“. Phys. ZS. 14, 355, 1913.
- W. Watson.** The luminosity curves of persons having normal and abnormal colour vision. Roy. Soc. London, April 17, 1913. [Nature 91, 205, 1913.]
- M. E. J. Gheury.** Increase of Definition in a Moving Telescope. Nature 91, 162, 1913.
- A. Rosenstiehl.** Traité de la couleur au point de vue physique, physiologique et esthétique comprenant l'exposé de l'état actuel de la question de l'harmonie des couleurs. XV u. 277 S. Paris, libr. H. Dunod et E. Pinat, 1913. (Preis 20 fr.) *

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

- L. Gay.** La détente adiabatique dans les liquides. C. R. 156, 1070—1072, 1913.
- Esnault-Pelterie.** Considérations sur les résultats d'un allégement indéfini des moteurs. Journ. de phys. (5) 8, 218—230, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

- A. Eucken.** Über das Wärmeleitvermögen, die spezifische Wärme und die innere Reibung der Gase. Phys. ZS. 14, 324—332, 1913.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

- F. Henning.** Wasserstoff- und Widerstandsthermometer zwischen 0 und -193°C . Ann. d. Phys. (4), 40, 635—667, 1913.

- George K. Burgess.** The present status of the temperature scale. Eighth Intern. Congr. of Applied Chem. 22, 53. [Chem. News 107, 169—171, 182—184, 1913.]

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

- J. D. van der Waals.** Some remarkable relations, either accurate or approximative, for different substances. Proc. Amsterdam 15, 903—910, 1913.

- J. D. van der Waals.** The law of corresponding states for different substances. Proc. Amsterdam 15, 971—981, 1913.

- H. Mathias, H. Kamerlingh Onnes and C. A. Crommelin.** On the rectilinear diameter for argon. (Continued). Proc. Amsterdam 15, 960—965, 1913.

- H. Kamerlingh Onnes and C. A. Crommelin.** Isotherms of monatomic substances and of their binary mixtures. XIV. Calculation of some thermal quantities for argon. Proc. Amsterdam 15, 952—960, 1913.

- R. D. Kleeman.** The Atomic Constants and the Properties of Substances. Proc. Cambr. Phil. Soc. 17, 175—179, 1913.

- L. Gay.** La tension d'expansibilité des fluides normaux. C. R. 156, 1015—1017, 1913.

- J. Koenigsberger.** Die kritische Temperatur des Quecksilbers. Chem. Ztg. 36, 1321, 1912. [Die Naturwissenschaften 1, 392, 1913.]

- A. Sieverts und H. Oehme.** Die Dampfdrucke flüssiger Zinnamalgame mit niedrigen Quecksilbergehalten. Chem. Ber. 46, 1238—1246, 1913.

- G. E. Gibson.** On a Method of determining Vapour Densities at High Temperatures, and on a new form of Quartz Manometer. Proc. Edinburgh Soc. 83, 1—8, 1913.

- Hýbl.** Neue Tabellen und Diagramme für schweflige Säure. ZS. f. d. ges. Kälte-Ind. 20, 65—71, 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

- A. Eucken.** Über das Wärmeleitvermögen, die spezifische Wärme und die innere Reibung der Gase. Phys. ZS. 14, 324—332, 1913.

7. Wärmeleitung.

- N. Botes und H. Hertenstein.** Einige Beobachtungen über Wärmeleitung in Kristallen. Phys. ZS. 17, 332—336, 1913.

- A. Eucken.** Über das Wärmeleitvermögen, die spezifische Wärme und die innere Reibung der Gase. Phys. ZS. 14, 324—332, 1913.
-

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

The Smithsonian Astrophysical Observatory. *Nature* 91, 2266, 121—122, 1913.
What becomes of the light of the stars? *Nature* 91, 2265, 95, 1913.

1 B. Planeten und Monde.

W. de Sitter. On Absorption of Gravitation and the moon's longitude.
Part II. *Proc. Amsterdam* 15, 824—839, 1913.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

The radial velocity of α Persei. *Nature* 91, 2266, 121, 1913.
Stars with variable radial velocities. *Nature* 91, 2265, 95, 1913.
K. Schwarzschild. Einige Beobachtungen der Radialgeschwindigkeit von
 α Coronae borealis mit dem Objektivprisma. *Astr. Nachr.* 194, 4646,
241—242, 1913.
The spectroscopic binary $BD - 1^\circ 943$. *Nature* 91, 2266, 122, 1913.
Spectrum of the Pleiades Nebula. *Nature* 91, 2265, 94, 1913.
Chromospheric (solar) lines in the spectrum of α Persei. *Nature* 91, 2265,
94—95, 1913.
Light-changes of α Orionis. *Nature* 91, 2267, 144, 1913.

1 D. Die Sonne.

Gouy. Sur la théorie de la photosphère gazeuse. *C. R.* 156, 852—855, 1913.
The solar rotation in 1911. *Nature* 91, 2269, 196—197, 1913.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

F. Contarino ed A. Bemporad. Osservazioni meteoriche fatte nel
R. Osservatorio di Capodimonte nei mesi di Settembre, Ottobre, Novembre
e Dicembre 1912. *Rend. di Napoli* (3) 18, 321—324, 1912.
E. G. Fenton. A detonating daylight fireball. *Nature* 91, 2267, 136—137,
1913.

1 G. Zodiacallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

H. Perrotin. Léon Teisserenc de Bort. *Annu. soc. mét. de France* 61,
45—52, 1913.
International meteorology. *Nature* 91, 2269, 198—200, 1913.

- Les progrès de la météorologie. Annu. soc. mét. de France 61, 94—95, 1913.
 Rapport du Directeur du Bureau central météorologique de France sur les travaux de l'année 1912. Annu. soc. mét. de France 61, 65—90, 1913.
 Dog days. Quart. J. 89, 166, 100, 1913.
 Lawrence Balls. Meteorological conditions in a field crop, with a description of two simple recorders. Quart. J. 89, 166, 109—113, 1913.
 H. Mellish. The climatological day. Quart. J. 89, 166, 156—157, 1913.
 F. W. Dyson. Meteorological work at the Royal Observatory, Greenwich, 1912. Quart. J. 89, 166, 154—155, 1913.
 Arthur A. Rambaut. Meteorological work at the Radcliffe observatory, Oxford, 1912. Quart. J. 89, 166, 155—156, 1913.
 Ch. Dufour. Résumé des Observations faites par les membres et les correspondants de la Société. (Janvier 1913). Annu. soc. mét. de France 61, 97—108, 1913.

2 A₂. Erforschung der oberen Luftschichten.

- Resolutions of the international commission for the scientific investigation of the upper air, at their seventh meeting, at Vienna, May 28 to June 1, 1912. Quart. J. 89, 166, 140—144, 1913.
 E. Gold. Some observations upon the resolutions of the international commission for scientific aeronautics relating to Millibars and „Dynamic Meters“. Quart. J. 89, 166, 144—147, 1913.
 Dynamische Meteorologie und Hydrographie. Von V. Bjerknes und verschiedenen Mitarbeitern. Autorisierte deutsche Ausgabe der von der Carnegie Institute of Washington herausgegebenen Dynamic Meteorology and Hydrography. Erster Teil: Statik der Atmosphäre und der Hydrosphäre. Mit 22 Textabbildungen, einem Anhang, enthaltend meteorologische und hydrographische Tabellen, und einem Atlas von 60 Tafeln. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1912. Preis 36 marks. Part II. Kinematics. By V. Bjerknes, Th. Hesselberg and O. Devik, Washington, D. C., published by the Carnegie Inst. of Washington 1911. Ref. E. Gold: Quart. J. 89, 166, 161—165, 1913.
 E. Gold. Adiabatic gradient of temperature. Quart. J. 89, 166, 153, 1913.
 Frank W. Very. Sky Radiation and the Isothermal Layer. Sill. Journ. (4) 35, 369—388, 1913.
 J. S. Dines. Rate of ascent of pilot balloons. Quart. J. 89, 166, 101—107, 1913.
 Edmund Clark. Air-currents at a height of 50 miles, as indicated by the bolide, february 22, 1909. Quart. J. 89, 166, 115—126, 1913.

2 A₂. Luftschiffahrt und Flugwesen.

- C. G. E. The experimental study of fluid motion. Nature 91, 2265, 86—89, 1913.
 v. Kobbe. Tabellen zur astronomischen Ortsbestimmung im Luftschiff bei Nacht. Ann. d. Hydr. 41, 4, 200—205, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

2 C₁. Lufttemperatur.

2 C₂. Strahlung.

- D. Eginitis. Sur le trouble du ciel et l'affaiblissement du rayonnement solaire, observés pendant l'année 1912. C. R. 156, 855—857, 1913.

2 D. Luftdruck.

- J. v. Hann.** Die gleichzeitigen interdiurnen Luftdruck- und Temperaturveränderungen auf dem Sonnblickgipfel (3105 m) und zu Salzburg (450 m) mit Bemerkungen über die unperiodischen Luftdruckschwankungen. Wien. Sitzber. 122, Abt. IIa, Januar 1913.
- George C. Simpson.** Antarctic barometric pressure. Nature 91, 2267, 135, 1913.
- Jean Pétersen.** Modifications non périodiques de la température du Golf-Stream et leur rapport avec la répartition des pressions. Annu. soc. mét. de France 61, 91—92, 1913.

2 E. Winde und Stürme.

- G. Raymond.** De l'influence du mistral sur l'accroissement du bois des oliviers. Annu. soc. mét. de France 61, 93—94, 1913.
- W. H. Robinson.** Periodical variations of the velocity of the wind at Oxford. Quart. J. 89, 166, 87—100, 1913.
- Wasserhosen bei Haifa. Ann. d. Hydr. 41, 4, 214—216, 1913.

2 F. Wasserdampf.**2 G. Niederschläge.**

- „Rain clock“ for Australia. Quart. J. 89, 166, 86, 1913.
- Rainfall map of western Australia. Quart. J. 89, 166, 107—108, 1913.
- Charles F. Brooks.** The snowfall of the United States. Quart. J. 89, 166, 81—86, 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

- Karl Bergwitz.** Luftelektrische und photometrische Beobachtungen nebst photographischen Aufnahmen der Sonne während der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912 zu Braunschweig. S.-A. a. d. XVII. Jahresber. d. Ver. f. Naturwissensch. zu Braunschweig, Febr. 1913.
- Erwin Schrödinger.** Über die Höhenverteilung der durchdringenden atmosphärischen Strahlung (Theorie). Sitzber. Wien 121, Abt. IIa, Dezember 1912. Wien 1913.
- E. Ritter v. Schweidler.** Beobachtungen an der luftelektrischen Station Seeham im Sommer 1912. Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität 45. Sitzber. Wien 123, Abt. IIa, Januar 1913.

2 I. Meteorologische Optik.

- F. Alker.** Beobachtungen über die Trübung der Atmosphäre. Astr. Nachr. 194, 4643, 206, 1913.
- The Opacity of the atmosphere in 1912. Quart. J. 89, 166, 100, 1913.
- F. W. Edridge-Green.** The twinkling of stars. Nature 91, 2269, 189, 1913.
- E. G. Coronae, glories, and Heiligenschein.** Nature 91, 2266, 114—115, 1913.
- Frank Schlesinger.** Elliptical lunar halos. Nature 91, 2266, 110—111, 1913.
- E. Gold.** Corona around Venus. Quart. J. 89, 166, 154, 1913.
- Lewis Evans.** Remarkable lunar halo. Quart. J. 89, 166, 151, 1913.
- Alfred Carpenter.** The green flash. Quart. J. 89, 166, 153—154, 1913.
- The halo in the rice-field. Quart. J. 89, 166, 157—158, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.**2 L. Dynamische Meteorologie.****2 M. Praktische Meteorologie.**

Insurance against hail. Quart. J. 39, 166, 113—114, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.**2 O. Meteorologische Apparate.****2 P. Klimatologie.**

Robert De C. Ward. Two climatic cross sections of the United States.
Repr. from Monthl. Weather Rev. Dec. 1909—1917, 1912.

Olimatology and medical schools. Quart. J. 39, 166, 126, 1913.

3. Geophysik.**3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.****3 B. Theorien der Erdbildung.****3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers
(Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).**

Adalbert Prey. Untersuchung über die Isostasie in den Alpen auf Grund
der Schweremessungen in Tirol. Wien. Sitzber. 121, Abt. IIa, Dezember
1912.

3 D. Boden- und Erdtemperatur.**3 E. Vulkanische Erscheinungen.****3 F. Erdbeben.**

J. Milne. The new seismology. Nature 91, 2269, 190—191, 1913.

Richard Lang. Klassifikation und Periodizität der tektonischen und krypto-
vulkanischen Beben, dargestellt an dem Erdbeben vom 16. November 1911
und den jüngeren Erderschütterungen in Südwestdeutschland. Neues
Jahrb. f. Min. 85, Beil.-Bd., 776—838, 1913.

H. Benndorf. Über die Bestimmung von Azimut und scheinbarem Emergenz-
winkel longitudinaler Erdbebenwellen. Mitt. Erdbeb. Kom. Akad. der
Wissensch. Wien. Neue Folge, Nr. 46. Wien. 1913.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Karl Haußmann. Die magnetischen Landesaufnahmen im Deutschen Reich
und magnetische Übersichtskarten von Deutschland für 1912. (Mit
3 Karten, 3 Taf., 16 u. 23.) Peterm. Mitt. 59, 179—184, 1913.

J. J. Rey. Les recents travaux de M. Kr. Birkeland sur les orages magné-
tiques et la physique cosmique. Annu. soc. mét. de France 61, 53—64, 1913.

George W. Walker. On a New Analytical Expression for the Representation of the Components of the Diurnal Variation of Terrestrial Magnetism. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 191—194, 1913.

L. Eblé. Cas remarquable de perturbation magnétique à la frontière de la Bavière et de la Saxe. Annu. soc. mét. de France 61, 95—96, 1913.

Friedrich Hahn. Die herannahende Maximalperiode der Polarlichter. Peterm. Mitt. 59, 178, 1913.

3 H. Niveauveränderungen.

3 I. Orographie und Höhenmessungen.

3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.

Cyril Crossland. Dana's proof of Darwin's theory of coral reefs. Nature 91, 2266, 109—110, 1913.

3 L. Küsten und Inseln.

3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.

Adolf Gadewohl. Die Stabilität der Meeresströmungen im Nordatlantischen Ozean südlich 50° n. Br. im Herbst. Ann. d. Hydr. 41, 4, 177—196, 1913.

Edward Roberts. Re-reduction of Dover Tidal Observations, 1883/84, etc. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 230—238, 1913.

Tide tables. Nature 91, 2265, 95, 1913.

A. Defant. R. v. Sterneck, Über die Gezeiten im westlichen Mittelmeer. Ann. d. Hydr. 41, 4, 196—200, 1913.

3 N. Stehende und fließende Gewässer.

A. Hndrös. Vibrationsbeobachtungen in den oberbayerischen Seen und analoge Erscheinungen in den Meeren. Münch. Ber., math.-phys. Kl., 1912, 515—578.

The flow of subterranean waters. Nature 91, 2267, 134, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

H. Wieleitner. Schnee und Eis der Erde. Mit 16 Tafeln und 26 Abbildungen im Text. In Leinen 1 *M.*, in Leder 1,75 *M.*, in Halbpergament 1,75 *M.* *

Otto Schlagintweit. Niederschlagsverhältnisse und Vergletscherungen der westlichen Kordillerenkette des nördlichen Peru. Peterm. Mitt. 59, 197, 1913.

Hans Heß. Gletscherschwankungen. Peterm. Mitt. 59, 196—197, 1913.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel

für reine Physik

Richard Assmann

für kosmische Physik

12. Jahrg.

30. Mai 1913.

Nr. 10.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 10 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. Mai 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

M. Cantone. Corso di Fisica Sperimentale. Volume I. Meccanica e termodinamica. XII u. 633 S. Napoli 1913. (Preis 10 *L.*) *

A. Henckel. Einiges aus der Geschichte des Mikroskopes. 19 S. St. Petersburg 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

H. W. Farwell and W. W. Stiffler. Some Variations in Two Common Laboratory Experiments. Sill. Journ. (4) 85, 535—538, 1913.

Bruno Thieme. Eine neue Type von Kleinmotoren für Laboratoriumsgebrauch. Phys. ZS. 14, 412—413, 1913.

3. Maß und Messen.

Edward L. Dodd. Is the average of measurements the best approximation for the true value or normal value? Bull. Mount Weather Obs. 5, 219—223, 1913.

Jules Andrade. Le frottement et l'isochronisme, du spiral double. Propriété remarquable d'un groupe de spiraux doubles convenablement choisis. C. R. 156, 1218—1219, 1913.

Irving Langmuir. A New Vacuum Gauge of Extreme Sensitiveness. Abstract of a paper presented at the New Haven meeting of the Physical Society, March 1, 1913. [Phys. Rev. (2) 1, 387—388, 1913.]

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

Lord Rayleigh. On Conformal Representation from a Mechanical Point of View. Phil. Mag. (6) 25, 698—702, 1913.

- H. Brell. Nachweis der Äquivalenz des verallgemeinerten Prinzips der kleinsten Aktion mit dem des kleinsten Zwanges für beliebige Bedingungsbeziehungen. Wien. Anz. 1913, 104—107.
- Theodor Pöschl. Über das Prinzip der kleinsten Formänderungsarbeit. Phys. ZS. 14, 410—412, 1913.
- A. Bilimovitch. Sur les systèmes conservatifs non holonomes avec des liaisons dépendantes du temps. C. R. 156, 1216—1218, 1913.
- L. Décombe. Sur la théorie électronique de la gravitation. C. R. 156, 1222—1225, 1913.
- Gunnar Nordström. Träge und schwere Masse in der Relativitätsmechanik. Ann. d. Phys. (4) 40, 856—878, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- Giuseppe Albenga. Sulla deformazione degli anelli circolari elastici soggetti a forze distribuite lungo il contorno. Lincei Rend. (5) 22, [1], 412—416, 1913.
- Louis Roy. Sur le mouvement des milieux visqueux indéfinis. C. R. 156, 1219—1222, 1913.
- R. V. Southwell. On the Collapse of Tubes by External Pressure. Phil. Mag. (6) 25, 687—698, 1913.
- H. Lorenz. Angenäherte Berechnung rechteckiger Platten. ZS. d. Ver. d. Ing. 57, 623—624, 1913.
- W. M. Dalby. Load-Extension Diagrams taken with the Optical Load-Extension Indicator. Proc. Roy. Soc. London (A) 86, 281—288, 1913.
- A. Robertson and G. Cook. The transition from the elastic to the plastic state in mild steel. Roy. Soc. London, May 1, 1913. [Nature 91, 259, 1913.]
- Felix Stumpf. Die elastischen Konstanten von Quarzglas. Ann. d. Phys. (4) 40, 879—886, 1913.
- A. Portevin. Sur la limite élastique des alliages. C. R. 156, 1237—1240, 1913.

6. Hydromechanik.

- J. Boussinesq. Vitesse de la chute lente, devenue uniforme, d'une goutte liquide sphérique, dans un fluide visqueux de poids spécifique moindre. C. R. 156, 1124—1129, 1913.
- U. Cisotti. Intumescenze e depressioni che dislivelli del letto determinano in un canale scoperto. Lincei Rend. (5) 22, [1], 417—422, 1913.
- A. Miller. Gleichgewicht einer Gruppe schwimmender Vollkörper. München 1913.
- Henri Bénard. Sur la marche des tourbillons alternés derrière un obstacle. C. R. 156, 1225—1228, 1913.
- C. Dausère. Sur une nouvelle espèce de tourbillons cellulaires. C. R. 156, 1228—1230, 1913.
- Deslandres. Remarques sur la Communication précédente (de M. Dausère). C. R. 156, 1231, 1913.
- Eugene C. Bingham. A Criticism of some Recent Viscosity Investigations. Chem. Soc. London, April 8, 1913. [Chem. News 107, 214, 1913.]

7. Kapillarität.

- W. B. Hardy. The Influence of Chemical Constitution upon Interfacial Tension. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 303—318, 1913.
- W. B. Hardy. The Tension of Composite Fluid Surfaces. No. II. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 318—333, 1913.
- G. Jäger. Kapillarität Verdampfung und Molekelgröße. Wien. Anz. 1913, 107.

- A. Timiriaseff.** Über die innere Reibung verdünnter Gase und über den Zusammenhang der Gleichung und des Temperatursprunges an der Grenze zwischen Metall und Gas. *Ann. d. Phys.* (4) **40**, 971—991, 1913.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

- G. W. Stewart and Harold Stiles.** A method of producing known relative sound intensities and a test of the Rayleigh disk. *Phys. Rev.* (2) **1**, 309—316, 1913.
- G. Sises.** Sur les vibrations transversales des cordes. *C. R.* **156**, 1234—1236, 1913.
- G. H. Bryan.** The Dynamics of Pianoforte „Touch“. *Proc. Phys. Soc. London* **25**, 147—156, 1913.

2. Physiologische Akustik.

- H. v. Helmholtz.** On the Sensations of Tone as a physiological Basis for the Theory of Music. Translated from the 4. German edition, with notes and appendix, by A. J. Ellis. XIX u. 575 S. New York 1913. *
- Jules Glover.** Téléphone physiologique intensif. *C. R.* **156**, 1169—1171, 1913.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

- L. Hackspill.** Recherches sur les métaux alcalins. *Ann. chim. phys.* (8) **28**, 613—696, 1913.
- J. J. Dobbie.** The spectroscope in organic chemistry. A discourse delivered at the Royal Institution on Friday, April 4. *Nature* **91**, 254—258, 1913.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

- Arne Westgren.** Eine neue Methode zur Prüfung der Gültigkeit des Boyle-Gay-Lussacschen Gesetzes für kolloide Lösungen. (Dritte Mitteilung). *ZS. f. phys. Chem.* **88**, 151—195, 1913.
- F. Schwers.** Ancora su una formula per l'indice di rifrazione dei miscugli binarii. — Risposta a una critica del sig. A. Mazzucchelli. *Lincei Rend.* (5) **22** [1], 447—452, 513—517, 1913.
- A. Smits.** Über das System Schwefel. *ZS. f. phys. Chem.* **88**, 221—241, 1913.
- H. L. de Laeuw.** Die Beziehungen zwischen den Schwefelmodifikationen. *ZS. f. phys. Chem.* **88**, 245—255, 1913.
- M. Amadori.** Sul comportamento reciproco dei solfati, cromati, molibdati e wolframati alcalini a bassa e ad alta temperatura. *Lincei Rend.* (5) **22** [1], 463—459, 1913.

*

- Ferruccio Zambonini.** Sulle soluzioni solide dei composti di calcio, stronzio, bario e piombo con quelli delle „terre rare“. *Lincei Rend.* (5) **22** [1], 519—524, 1913.
- A. Quartaroli.** Sui sali complessi citrofosfatici. *Lincei Rend.* (5) **22** [1], 511—512, 1913.
- Alexander Findlay and Thomas Williams.** The Influence of Colloids and Fine Suspensions on the Solubility of Gases in Water. Part III. Solubility of Carbon dioxide at Pressures Lower than Atmospheric. *Chem. Soc. London* April 3, 1913. [*Chem. News* **107**, 224, 1913. *Journ. Chem. Soc.* **108**, 636—645, 1913.]
- James Brierley Firth.** The Alleged Permeability of Glass to Halogen Vapours. *Chem. Soc. London*, April 3, 1913. [*Chem. News* **107**, 213, 1913.]
- S. R. Milner.** The Effect of Interionic Forces on the Osmotic Pressure of Electrolytes. *Phil. Mag.* (6) **25**, 742—751, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- Eugène Cornec.** Conductibilité électrique des mélanges d'acide sélénieux et d'ammoniaque. *Ann. chim. phys.* (8) **28**, 697—701, 1913.
- G. Bruni e G. Scarpa.** Studii sull' elettrolisi di composti cristallini. I. Ioduro d'argento. *Lincei Rend.* (5) **22** [1], 438—443, 1913.
- W. D. Treadwell.** Über die Trennung des Zinns von Wolfram auf elektrolytischem Wege. *ZS. f. Elektrochem.* **19**, 381—384, 1913.
- D. Reichinstein.** Ein Apparat und eine Anordnung zur Bestimmung von Geschwindigkeiten der chemischen Reaktionen, welche sich an elektrolytischen Elektroden bei Stromdurchgang abspielen. *ZS. f. Elektrochem.* **19**, 384—389, 1913.
- R. Kremann.** Beiträge zur Kenntnis periodischer Erscheinungen in der Chemie. *Wien. Anz.* 1913, 108—109.
- F. Paneth und G. v. Hevesy.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung XLIV. Über die elektrochemische Vertretbarkeit von Radioelementen. *Wien. Anz.* 1913, 119.
- A. Sachanow.** Die anomalen Veränderungen der Leitfähigkeit. *ZS. f. phys. Chem.* **88**, 129—150, 1913.

4. Photochemie.

- A. Kailan.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XXXIX. Über einige Zersetzungen im ultravioletten Lichte. *Wien. Anz.* 1913, 116—117.
- Karl Schaum.** Über Photodromie. (Nach zum Teil von Herrn cand. H. Stintzing ausgeführten Versuchen.) *ZS. f. wiss. Photogr.* **12**, 93—100, 1913.
- Josef Maria Eder.** Photographische Sensibilisierung durch Blutfarbstoffe. *S.-A. Wien. Ber.* **122** [2a], 189—193, 1913.
- E. G. Goldberg.** Das Auflösungsvermögen von photographischen Platten. *ZS. f. wiss. Photogr.* **12**, 77—92, 1913.
- Daniel Berthelot et Henry Gaudechon.** Sur la dissociation des composés gazeux par la lumière; gaz hydrogénés des familles de l'azote et du carbone; gaz divers. *C. R.* **156**, 1243—1245, 1913.

5. Thermochemie.

Karl Jellinek. Physikalische Chemie der homogenen und heterogenen Gasreaktionen unter besonderer Berücksichtigung der Strahlungs- und Quantenlehre, sowie des Nernstschen Theorems. Mit 221 Abb. im Text und 104 Tabellen. XIV u. 844 S. Leipzig, Verlag von S. Hirzel, 1913. (Preis 30 *M.*, geb. 32,50 *M.*) *

Robert G. Lunn. The Latent Heat of Evaporation of Aqueous Salt Solutions. Proc. Phys. Soc. London 25, 180—191, 1913.

James Fletcher and Daniel Tyrer. The Latent Heat of Chloroform and Benzene and of their Mixtures Between 0° and 80°. Journ. Chem. Soc. 103, 517—528, 1913.

De Forcrand. Étude thermochimique du nitrate d'uranyle et de ses hydrates. C. R. 156, 1207—1210, 1913.

Richard William Merriman. The Vapour Pressures of the Lower Alcohols and their Azeotropic Mixtures with Water. Part I. Ethyl Alcohol. Journ. Chem. Soc. 103, 628—636, 1913.

Fritz Ephraim. Über die Natur der Nebenvalenzen. IV. Dritte Mitteilung über Metallammoniake. ZS. f. phys. Chem. 83, 196—220, 1913.

Fritz Friedrichs. Über die Natur der Nebenvalenzen. Bemerkungen zu der Arbeit des Herrn Fritz Ephraim. ZS. f. phys. Chem. 83, 242—243, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

Ch. Mauguin. Orientation des cristaux liquides par les lames de mica. C. R. 156, 1246—1247, 1913.

A. Portevin. Sur la limite élastique des alliages. C. R. 156, 1237—1240, 1913.

Georges Charpy et André Cornu. Sur les transformations des alliages de fer et de silicium. C. R. 156, 1240—1243, 1913.

Georg Wulff. Grundlagen der Kristallröntgenogrammetrie. Zentralbl. f. Min. 1913, 260—261.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

E. Henschke. Über eine Form des Prinzips der kleinsten Wirkung in der Elektrodynamik des Relativitätsprinzips. Ann. d. Phys. (4) 40, 887—934, 1913.

L. Décombe. Sur la théorie électronique de la gravitation. C. R. 156, 1222—1225, 1913.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

H. Conrad. Über die Natur des Voltaeffektes. S.-A. Wien. Ber. 122 [2a], 35—43, 1913.

H. Kamerlingh Onnes and Mrs. Anna Beckman. On piezo-electric and pyro-electric properties of quartz at low temperatures, down to that of liquid hydrogen. Onnes Comm. Leiden Nr. 182, 55—59, 1913.

3. Elektrostatik.

- Geo. R. Dean.** The potential and electrostatic force in the field of two metal spherical electrodes. III. Charge and Capacity. *Phys. Rev.* (2) 1, 316—320, 1913.
- H. Bouty.** Essai de mesure de la cohésion diélectrique d'un gaz rare avec de petites quantités de matière. Effet de la polarisation diélectrique de la paroi. *Ann. chim. phys.* (8) 28, 545—567, 1913.
- Karl Willy Wagner.** Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika. *Ann. d. Phys.* (4) 40, 817—855, 1913.

4. Maße und Meßinstrumente.

- David L. Webster.** The Dimensions of Electric and Magnetic Quantities. Abstract of a paper presented at the New Haven meeting of the Physical Society, March 1, 1913. [*Phys. Rev.* (2) 1, 329, 1913.]
- Albert Campbell.** On Vibration Galvanometers with Unifilar Torsional Control. *Proc. Phys. Soc. London* 25, 203—204, 1913.
- Erich Mayer.** Die elektrometrische Methode der Leistungsmessung bei den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie. *Phys. ZS.* 14, 394—404, 1913.

5. Apparate.

- H. Wilson.** Alternating-Current Magnets. *Proc. Phys. Soc. London* 25, 178, 1913.
- R. A. Porter.** Dynamic Characteristics of the Wehnelt Rectifier. Abstract of a paper presented at the New Haven meeting of the Physical Society, March 1, 1913. [*Phys. Rev.* (2) 1, 327—329, 1913.]
- Albert Turpain.** Réception au Morse de radiotélégrammes et inscription photographique simultanée. *C. R.* 156, 1150—1153, 1913.
- A. Ll. Hughes.** A Sensitive Photo-Electric Cell. *Phil. Mag.* (6) 25, 679—682, 1913.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

- H. Kamerlingh Onnes and Bengt Beckman.** On the change induced by pressure in electrical resistance at low temperature. I. Lead. *Onnes Comm. Leiden* Nr. 132, 13—19, 1913.
- Bengt Beckman.** Measurements on resistance of a pyrite at low temperatures, down to the melting point of hydrogen. *Onnes Comm. Leiden* Nr. 132, 63—66, 1913.
- H. Guilleminot.** Sur la variation de résistance électrique du sélénium irradié par les rayons x et les rayons du radium. *C. R.* 156, 1155—1157, 1913.
- Auguste Hagenbach.** Résistance électrique des pellicules de savon. *Arch. sc. phys. et nat.* (4) 85, 329—339, 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

- F. B. Pidduck.** The Abnormal Kinetic Energy of an Ion in a Gas. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 296—302, 1913.
- G. W. C. Kaye.** Note on Cathodic Sputtering. Proc. Phys. Soc. London 25, 198—201, 1913.
- E. Bouty.** Essai de mesure de la cohésion diélectrique d'un gaz rare avec de petites quantités de matière. Effet de la polarisation diélectrique de la paroi. Ann. chim. phys. (8) 28, 545—567, 1913.
- Heinrich Könemann.** Die Verteilung der Emission in dem Bogen zwischen Metallstäben für Wellenlängen unterhalb $\lambda = 4000$. ZS. f. wiss. Photogr. 12, 65—76, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

- Chas. T. Knipp.** On the Beaded Character of the Deflected Cathode Ray Line as Revealed by Instantaneous Photographs Taken at Short Range. Abstract of a paper presented at the New Haven meeting of the Physical Society, March 1, 1913. [Phys. Rev. (2) 1, 326—327, 1913.]
- Gwilym Owen and Robert Halsall.** On the Carriers of the Negative Thermionic Current in a Vacuum. Phil. Mag. (6) 25, 735—739, 1913.
- M. De Broglie.** Sur la réflexion des rayons de Röntgen. C. R. 156, 1153—1155, 1913.
- C. G. Barkla and G. H. Martyn.** Interference of Röntgen Radiation. Proc. Phys. Soc. London 25, 206—214, 1913.
- T. Terada.** x-Rays and Crystals. Nature 91, 213, 1913.
- W. H. Bragg and W. L. Bragg.** Reflection of x-rays by Crystals. Roy. Soc. London, April 17, 1913. [Chem. News 107, 210, 1913.]
- Georg Wulff.** Grundlagen der Kristallröntgenogrammetrie. Zentralbl. f. Min. 1913, 260—261.
- St. Landau und H. Piwnikiewicz.** Die Röntgenlumineszenz des Quecksilberdampfes. Phys. ZS. 14, 381—386, 1913.
- W. Kaufmann.** Über eine Regel bezüglich der fluoreszierenden Röntgenstrahlen. Phys. ZS. 14, 386—387, 1913.
- W. Kaufmann.** Demonstration fluoreszierender Röntgenstrahlung. Phys. ZS. 14, 387—388, 1913.
- H. Guilleminot.** Sur la variation de résistance électrique du sélénium irradié par les rayons x et les rayons du radium. C. R. 156, 1155—1157, 1913.
- F. Butavand.** Abhandlung über den Mechanismus des Zerfalles der radioaktiven Körper. Le Radium 10, 75—80, 1913. [Chem. Zentralbl. 1913, 1, 1654.]
- H. G. J. Moseley.** The attainment of high potentials by the use of radium. Roy. Soc. London, May 1, 1913. [Nature 91, 259, 1913.]
- F. Paneth und G. v. Hevesy.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XLIV. Über die elektrochemische Vertretbarkeit von Radioelementen. Wien. Anz. 1913, 119.
- F. Paneth und G. v. Hevesy.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XLIII. Über Radioelemente als Indikatoren in der analytischen Chemie. Wien. Anz. 1913, 118—119.
- A. Kailan.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XL. Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlen. 6. Der Einfluß der durchdringenden Strahlen auf die Jodide der alkalischen Erden. Wien. Anz. 1913, 117.
- A. Kailan.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XLI. Über die chemischen Wirkungen der durchdringenden Radiumstrahlung. Nr. 7. Wien. Anz. 1913, 117—118.

- E. Marsden and T. S. Taylor.** The decrease in velocity of α particles in passing through matter. Roy. Soc. London, May 1, 1913. [Nature 91, 259, 1913.]
- A. van den Broek.** A Quantitative Relation between the Range of the α Particles and the Number of Charges emitted during Disintegration. Phil. Mag. (6) 25, 740—742, 1913.
- E. Rutherford and H. Richardson.** The Analysis of the Gamma Rays from Radium B and Radium C. Phil. Mag. (6) 25, 722—734, 1913.
- F. Paneth und G. v. Hevesy.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XLII. Über Versuche zur Trennung des Radium D von Blei. Wien. Anz. 1913, 118.
- Otto Hahn und Martin Rothenbach.** Beitrag zur Kenntnis der langlebigen Aktiniumprodukte. Phys. ZS. 14, 409—410, 1913.
- F. Paneth und G. v. Hevesy.** Mitteilungen aus dem Institut für Radiumforschung. XLV. Über die Gewinnung von Polonium. Wien. Anz. 1913, 119—120.
- John A. Cranston.** The Growth of Radiothorium from Mesothorium 2. Phil. Mag. (6) 25, 712—715, 1913.
- Alexander Fleck.** The Existence of Uranium Y. Phil. Mag. (6) 25, 710—712, 1913.
- Hans Thirring.** Über die Selbstaufladung von Photozellen im Dunkeln und die Frage nach der aktiven Strahlung des Kaliums. Phys. ZS. 14, 406—409, 1913.

II. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- Albert Campbell and H. C. Booth.** On Errors in Magnetizing Testing due to Elastic Strain. Proc. Phys. Soc. London 25, 192—197, 1913.
- H. Kamerlingh Onnes and M. Oosterhuis.** Magnetic Researches. VII. On paramagnetism at low temperatures (continued.) Onnes Comm. Leiden Nr. 132, 45—52, 1913.
- E. W. Marchant.** An Investigation into the Magnetic Behaviour of Iron and some other Metals under the Oscillatory Discharge from a Condenser. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 254—281, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- L. W. Austin.** The high frequency resistances of inductances. Journ. Washington Acad. 3, 94—97, 1913.
- Karl Willy Wagner.** Zur Theorie der unvollkommenen Dielektrika. Ann. d. Phys. (4) 40, 817—855, 1913.
- H. Kamerlingh Onnes and Bengt Beckman.** On the Hall effect, and on the change in resistance in a magnetic field at low temperatures. VI. The Hall effect for nickel, and the magnetic change in the resistance of nickel, mercury and iron at low temperatures down to the melting point of hydrogen. Onnes Comm. Leiden Nr. 132, 3—9, 1913.
- Bengt Beckman.** On the Hall effect, and on the change in resistance in a magnetic field at low temperatures. VII. The Hall effect for gold-silver alloys at temperatures down to the melting point of hydrogen. Onnes Comm. Leiden Nr. 132, 23—32, 1913.
- H. Kamerlingh Onnes and Bengt Beckman.** On the Hall-effect, and on the change in electrical resistance in a magnetic field at low temperatures. VIII. The Hall effect in Tellurium and Bismuth at low temperatures down to the melting point of hydrogen. Onnes Comm. Leiden Nr. 132, 35—42, 1913.
- H. Pender and R. L. Jones.** The annealing of steel in an alternating magnetic field. Phys. Rev. (2) 1, 259—273, 1913.

- H. W. Marchant.** An Investigation into the Magnetic Behaviour of iron and some other Metals under the Oscillatory Discharge from a Condenser. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 254—280, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- Ernst Dibern.** Quantitative Untersuchungen über Koppelungswellen mittels des Helmholtzschen Pendelunterbrechers. Ann. d. Phys. (4) 40, 935—959, 1913.
- Karl F. Lindman.** Über sekundäre elektrische Schwingungen. Ann. d. Phys. (4) 40, 992—1022, 1913.
- James H. Ives.** On the Absorption of Short Electric Waves by Air and Water-Vapour. Phil. Mag. (6) 25, 702—710, 1913.
- Franz Závíska.** Über die Beugung elektromagnetischer Wellen an parallelen, unendlich langen Kreiszylindern. Ann. d. Phys. (4) 40, 1023—1056, 1913.
- A. H. Taylor.** Optimum wavelength in radiotelegraphy. Phys. Rev. (2) 1, 321—325, 1913.
- Erich Mayer.** Die elektrometrische Methode der Leistungsmessung bei den Frequenzen der drahtlosen Telegraphie. Phys. ZS. 14, 394—404, 1913.

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

- P. Zeeman.** Die rote Lithiumlinie (De roode lithiumlijn). Phys. ZS. 14, 405—406, 1913.
- H. Paschen und E. Back.** Normale und anomale Zeemaneffekte. Nachtrag. Ann. d. Phys. (4) 40, 960—970, 1913.
- Chester A. Butman.** The Actinodielectric Effect of Sulphur. Abstract of a paper presented at the New Haven meeting of the Physical Society, March 1, 1913. [Phys. Rev. (2) 1, 336—337, 1913.]
- R. W. Wood und P. Zeeman.** Eine Methode, feine Absorptionslinien für Untersuchungen in starken Magnetfeldern zu erhalten. (Eene Methode voor het verkrijgen van fijne absorptielijnen voor onderzoeken in sterke magnetische velden.) Phys. ZS. 14, 405, 1913.
- A. Ll. Hughes.** A Sensitive Photo-Electric Cell. Phil. Mag. (6) 25, 679—682, 1913.
- J. G. Kemp.** Conditions of sensibility of photo-electric cells with alkali metals and hydrogen. Phys. Rev. (2) 1, 274—293, 1913.
- A. Ll. Hughes.** On the Velocities with which Photo-Electrons are emitted from Matter. Phil. Mag. (6) 25, 683—686, 1913.
- Otto Stuhlmann jr.** Note on the Aging Effect as an Influence on the Number and the Velocities of Photo-Electrons from Thin Cathode Films. Abstract of a paper presented at the New Haven meeting of the Physical Society, March 1, 1913. [Phys. Rev. (2) 1, 330—331, 1913.]

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

- W. E. Cross.** Elementary Physical Optics. 312 S. Oxford 1913.
- Karl Jellinek.** Physikalische Chemie der homogenen und heterogenen Gasreaktionen unter besonderer Berücksichtigung der Strahlungs- und Quantenlehre, sowie des Nernstschen Theorems. Mit 221 Abb. im Text und 104 Tabellen. XIV u. 844 S. Leipzig, Verlag von S. Hirzel, 1913. (Preis 30 M., geb. 32,50 M.) *

Edmond Bauer. Les constantes du rayonnement intégral. Soc. Franç. de Phys. Nr. 41, 2—4, 1913.

Ch. Féry et Dreoq. Sur la détermination de la constante σ . Soc. Franç. de Phys., Nr. 41, 4—8, 1913.

Lynde P. Wheeler. The Dispersion of Metals. Phil. Mag. (6) 25, 661—679, 1913. Sill. Journ. (4) 85, 491—508, 1913.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

William R. Bower. A Graphic Method of Optical Imagery. Proc. Phys. Soc. London 25, 160—177, 1913.

Manne Siegbahn. Ein Verfahren zur Demonstration von Spektralplatten in ihren richtigen Farben. Phys. ZS. 14, 412, 1913.

Albert W. Hull and Ancel St. John. A Powerful Source of Ultraviolet Light for Photo-Electric Work. Abstract of a paper presented at the New Haven meeting of the Physical Society, March 1, 1913. [Phys. Rev. (2) 1, 329—330, 1913.]

A. Blondel. Nitomètre, ou appareil pour la mesure rapide de la brillance d'une surface lumineuse. C. R. 156, 1231—1234, 1913.

R. A. Sampson. On a Cassegrain Reflector with Corrected Field. Phil. Trans. (A) 213, 27—66, 1913.

M. von Rohr. Richtlinien in der Entwicklung, Erkenntnis und Wertung der optischen Instrumente. Die Naturwissenschaften 1, 417—421, 445—450, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

R. W. and R. C. Duncan. The optical constants of sodium and potassium. Phys. Rev. (2) 1, 294—308, 1913.

Clive Cuthbertson and Maude Cuthbertson. On the Refraction and Dispersion of the Halogens, Halogen Acids, Ozone, Steam, Oxides of Nitrogen and Ammonia. Phil. Trans. (A) 213, 1—26, 1913.

Waldemar T. Schaller. The refractive indices of strengite. Journ. Washington Acad. 3, 249—250, 1913.

Lynde P. Wheeler. The Dispersion of Metals. Phil. Mag. (6) 25, 661—679, 1913. Sill. Journ. (4) 85, 491—508, 1913.

F. Schwers. Ancora su una formula per l'indice di rifrazione dei miscugli binarii. — Risposta a una critica del sig. A. Mazzucchelli. Lincei Rend. (5) 22 [1], 447—452, 513—517, 1913.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationssebene.

R. W. and R. C. Duncan. The optical constants of sodium and potassium. Phys. Rev. (2) 1, 294—308, 1913.

A. Pochettino. Sulla birifrangenza della sostanza corticale dei peli animali. Lincei Rend. (5) 22 [1], 496—502, 1913.

Werner Mecklenburg. Über die optische Aktivität asymmetrischer Moleküle. Die Naturwissenschaften 1, 450—453, 471—474, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

- Edmond Bauer.** Les constantes du rayonnement intégral. Soc. Franç. de Phys. Nr. 41, 2—4, 1913.
- Ch. Féry et Drecq.** Sur la détermination de la constante σ . Soc. Franç. de Phys. Nr. 41, 4—8, 1913.
- W. W. Coblentz.** The Constants of Spectral Radiation of a Uniformly Heated Enclosure. Abstract of a paper to be presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 26, 1913. [Phys. Rev. (2) 1, 334—336, 1913.]
- W. Voigt.** Über die Intensitätsverteilung innerhalb einer Spektrallinie. Phys. ZS. 14, 377—381, 1913.
- F. A. Saunders.** The Series System in the Spectra of Ca, Sr, and Ba. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, December 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 332—333, 1913.]
- Chr. Winther.** Über eine einfache Methode zur absoluten Messung von ultravioletter und sichtbarer Strahlung. ZS. f. Elektrochem. 19, 389—397, 1913.
- D. A. Goldhammer.** Ein neues Verfahren für die Spektral- und Polarisationsphotometrie der photographisch wirksamen Strahlen. Phys. ZS. 14, 388—394, 1913.
- Heinrich Könemann.** Die Verteilung der Emission in dem Bogen zwischen Metallstäben für Wellenlängen unterhalb $\lambda = 4000$. ZS. f. wiss. Photogr. 12, 65—76, 1913.
- R. W. and R. C. Duncan.** The optical constants of sodium and potassium. Phys. Rev. (2) 1, 294—308, 1913.
- Robert Wright.** The Relation Between the Absorption Spectra of Acids and their Salts. Part I. Sodium Salts. Journ. Chem. Soc. 103, 528—532, 1913.
- R. A. Houston.** Studies in Light Production. 115 S. New York 1913. (Preis 10 \mathcal{M} .) *

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

- J. Stark.** Über den Zusammenhang zwischen Fluoreszenz und chemischer Konstitution. Antwort auf die Kritik des Herrn H. von Liebig. ZS. f. Elektrochem. 19, 397—401, 1913.
- J. C. McLennan.** On a Fluorescence Spectrum of Jodine Vapour. Proc. Roy. Soc. London (A) 88, 289—296, 1913.
- Julius Donau.** Über eine neuartige, durch die Wasserstoffflamme hervorgerufene Lumineszenz an Erdalkali-, besonders Calciumpräparaten, welche Wismut oder Mangan enthalten, sowie über den Nachweis von Spuren der letzteren. Wien. Anz. 1913, 121.
- St. Landau und H. Piwnikiewicz.** Die Röntgenlumineszenz des Quecksilberdampfes. Phys. ZS. 14, 381—386, 1913.

8. Physiologische Optik.

- W. Watson.** Luminosity Curves of Persons having Normal and Abnormal Colour Vision. Roy. Soc. London, April 17, 1913. [Chem. News 107, 210, 1913.]
- R. A. Houstoun.** The Relative Visibility of the Different Colours of the Spectrum. Being a Report of a Committee on that subject appointed by the Physical Society of Glasgow University. Phil. Mag. (6) 25, 715—722, 1913.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

- Karl Jellinek.** Physikalische Chemie der homogenen und heterogenen Gasreaktionen unter besonderer Berücksichtigung der Strahlungs- und Quantenlehre, sowie des Nernstschen Theorems. Mit 221 Abb. im Text und 104 Tafeln. XIV u. 844 S. Leipzig, Verlag von S. Hirzel, 1913. (Preis 30 *M.*, geb. 32,50 *M.*)
- R. Mewes.** Grundgesetze der Thermodynamik. IV u. 318 S. Leipzig 1913.
- F. Auerbach.** Die Weltherrin und ihr Schatten. Vortrag über Energie und Entropie. 2. Aufl. III u. 74 S. Jena 1913. (Preis 2 *M.*)
- Emile Picard.** Application de la théorie des équations intégrales à certains problèmes de la théorie analytique de la chaleur, dans l'hypothèse d'un saut brusque de température à la surface de séparation des corps en contact. C. R. 156, 1119—1124, 1913.
- A. Leduc.** Sur la détente des vapeurs et leurs chaleurs spécifiques. Application aux moteurs à vapeur. Ann. chim. phys. (8) 28, 577—613, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

- J. P. Kuenen.** The coefficient of diffusion for gases according to O. E. Meyer. Onnes Comm. Leiden, Suppl. Nr. 28 to Nos. 133—134, 3—8, 1913.
- A. Timiriaseff.** Über die innere Reibung verdünnter Gase und über den Zusammenhang der Gleitung und des Temperatursprunges an der Grenze zwischen Metall und Gas. Ann. d. Phys. (4) 40, 971—991, 1913.

3. Thermische Ausdehnung.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

- C. F. Lorenz.** Trial of a Method for Obtaining Equality of Temperature, at High Temperatures. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, December 30, 1912. [Phys. Rev. (2) 1, 332, 1913.]
- H. F. Northrup.** Thermal E. M. F. of Tungsten and Molybdenum. Metallurg. and Chem. Engin. 11, 45, 1913. [Science Abstr. (A) 16, 220, 1913.]

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

- E. Mathias, H. Kamerlingh Onnes and C. A. Crommelin.** On the rectilinear diameter for argon. Onnes Comm. Leiden Nr. 131, 3—14, 1913.
- H. Kamerlingh Onnes and C. A. Crommelin.** Isotherms of monatomic substances and of their binary mixtures. XIV. Calculation of some thermal quantities for argon. Onnes Comm. Leiden Nr. 131, 21—29, 1913.
- C. A. Crommelin.** On the triple point of methane. Onnes Comm. Leiden Nr. 131, 17, 1913.
- Franz Russ und Ernst Pokorny.** Über die Darstellung und den Schmelzpunkt von Stickstoffpentoxyd. Wien. Anz. 1913, 111.
- Franz Russ und Ernst Pokorny.** Über die Sublimations-Druckkurve des Stickstoffpentoxyds. Wien. Anz. 1913, 111—112.

- Ugo Grassi.** Calorimetro ad anetolo. *Lincei Rend.* (5) 22 [1], 494—495, 1913.
- O. M. Corbino.** Nuove ricerche sul calore specifico dei metalli a temperature elevate. *Lincei Rend.* (5) 22 [1], 430—437, 1913.
- H. H. Griffiths and Elmer Griffiths.** The capacity for heat of metals at different temperatures. *Roy. Soc. London*, May 1, 1913. [*Nature* 91, 259, 1913.
- A. Leduc.** Sur la détente des vapeurs et leurs chaleurs spécifiques. Application aux moteurs à vapeur. *Ann. chim. phys.* (8) 28, 577—613, 1913.
- Robert G. Lunnon.** The Latent Heat of Evaporation of Aqueous Salt Solutions. *Proc. Phys. Soc. London* 25, 180—191, 1913.
- James Fletcher and Daniel Tyrer.** The Latent Heat of Chloroform and Benzene and of their Mixtures Between 0° and 80°. *Journ. chem. soc.* 108, 517—528, 1913.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Edward C. Pickering. Sixty-seventh annual-report of the Director of the astronomical observatory of Harvard College for the year ending September 30, 1912. Cambridge, Mass. 1913, p. 10.

Henry Norris Russell. Relations between the spectra and other characteristics of the stars. Proc. Amer. Phil. Soc. 51, 207, 569—580, 1912.

Frank Schlesinger. Irregularities in atmospheric refraction. Publ. of the Allegheny Obs. of the Univ. of Pittsburgh 3, 1, 1—10.

1 B. Planeten und Monde.

Fridtjof le Gaultre. Etude des surfaces planétaires. Bull. Soc. Vand. des Sc. nat. 49, 178, 59—102, 1913.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

H. F. Newall and F. J. M. Stratton. On enhanced (spark) lines in the early spectrum of Nova Geminorum No. 2 (Plate II). Month. Not. 78, 5, 380—382, 1913.

1 D. Die Sonne.

The Question of Radium in the Chromosphere. Nature 91, 2268, 171, 1913.

R. S. Capon. Note on the possibility of refraction by the solar atmosphere. Papers of th. J. U. S. R. Computing Bureau, No. VIII. Month. Not. 78, 5, 361—369, 1913.

A. S. Eddington and C. Davidson. Total eclipse of the sun, October 10, 1912. Report on an expedition to Passa Quatro, Minas Geraes, Brazil. Month. Not. 78, 5, 386—390, 1913.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

W. F. Denning. Notes on fireballs and shooting stars. Month. Not. 78, 5, 395—400, 1913.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

Die Meteorologie als exakte Wissenschaft. Antrittsvorlesung, gehalten am 8. Januar 1913 in der Aula der Universität Leipzig, von V. Bjerknes, o. Professor der Geophysik an der Universität Leipzig. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn, 1913. 8°. 16 S.

C. Kaßner. Carl Heinrich Wilhelm Mahlmann. Zum 100. Geburtstag des Organisators des Preussischen Meteorologischen Instituts. Bericht über die Tätigkeit des Königl. Preuß. Met. Inst. im Jahre 1912. Erstattet vom Direktor Ver. Königl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256. Berlin 1913. 1—20.

- G. Hellmann.** „Die Thüringische Sündflut“ vom Jahre 1618. Tätigkeitsber. d. Königl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Königl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 21—57, 1913. Berlin.
- A. J. Berry.** The Atmosphere. Cambridge University Press. 1913. 8°. 146 pp and plate. (Price 1 s.) *
- H. H. Hildebrandsson.** Über das vorläufige Reglement der internationalen meteorologischen Organisation. Met. ZS. 80, 39—41, 1913.
- W. J. Humphreys.** On the physics of the atmosphere. J. of the Frankl. Inst. Nr. 3, 1913.
- H. H. Hildebrandsson.** Léon Teisserenc de Bort. Rev. générale des Sciences 24, 41—42, 1913.
- H. Hergesell.** Kurze Mitteilung über die wissenschaftlichen Stationen auf Teneriffa und Spitzbergen. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. in Wien 1912. Sitzber. u. Vortr. Herausgeb. v. d. k. k. Zentralanst. f. Met. u. Geod. Wien 1912. 8°. 5 + 172 S.
- L. E. Adams.** Some effects of the hot, dry summer of 1911. Knowledge, London 86, 70, 1913.
- Rupert Tuberville Smith.** Weather bound. Birmingham, Cornish Brothers [1912]. 8 vo., 320 pp. Price (5) net. Ref. Quart. J. 89, 166—169, 1913.
- L. C. W. Bonacina.** Some observations and reflections upon the weather. Symons's Met. Mag. 48, 23—26, 1913.
- J. E. Church jun.** The progress of Mount Rose observatory, 1906—1912. Science 86, 796—800, 1912.
- A. Poskin.** A propos de météorologie agricole. Ciel et Terre 83, 388—393, 1912.
- H. Schwarzweber.** Das außergewöhnliche Wetter der Jahre 1911 u. 1912. Geogr. Anz., Heft 3, 1913.
- R. C. Mersman.** Southern hemisphere seasonal correlations. Symons's Met. Mag. 48, 2—6, 1913.
- Scientific memoirs of the meteorological observatory of the government general of Korea 2, 1912. Chemulpo (Korea).
- Fünfunddreißigster Jahresbericht über die Tätigkeit der Deutschen Seewarte für das Jahr 1912. Hamburg 1913. 4°. 37 S.
- F. Druce.** The weather of Christmas 1912. Symons's Met. Mag. 47, 243—244, 1913.
- M. Moye.** Les types du temps dans le bassin de la Méditerranée occidentale. Bull. Mét. du Dép. de l'Hérault 89, 1911. Montpellier 1912, 57—72.
- Sur l'organisation d'un service général de météorologie agricole. Bull. Mét. du Dép. de l'Hérault 89, 1911, Montpellier 1912, 79—92.
- N. M. Richardson.** Phenological report on first appearance of birds, insects etc., and first flowering of plants in Dorset during 1911. Proc. Dorset Nat. Hist. and Antiq. Field Club Dorchester 83, 1—12, 1912.
- R. H. Hooker.** Phenological observations. Symons's Met. Mag. 47, 213—215, 1912.
- Raoul Gautier et Henri Duaimé.** Observations météorologiques faites aux fortifications de Saint Maurice pendant l'année 1911. Arch. sc. phys. et nat. 118, 3, 289—299, 1913.
- Observations météorologiques pendant le mois de février 1913. Arch. sc. phys. et nat. 118, 3, 321, 1913.
- Die Witterung an der deutschen Küste im Februar 1913. Ann. d. Hydr. 41, 4, 222—224, 1913.

2 A 2. Erforschung der oberen Luftschichten.

- C. Ryder.** Okularmikrometrische Pilotballonanvisierungen. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. Wien 1912.
- H. Hergesell.** Versuche von Pilotballonanvisierungen mit Hilfe eines Okularmikrometers zu Straßburg. 7. Vers. d. Intern. Kom. f. wissensch. Luftsch. Wien 1912.

- H. Maurice.** Sur les résultats des lancers de ballons-sondes faits au nord du cercle polaire. C. R. 156, 9, 1913.
- W. Godden.** The „upper“ atmosphere. Symons's Met. Mag. 48, 27, 1913.
- R. Assmann.** Der Warnungsdienst für Luftfahrer. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. in Wien 1912. Sitzber. u. Votr. Herausgeb. v. d. k. k. Zentralanst. f. Met. u. Geod. Wien 1912. 8°. 5 + 172 S.
- S. Kleinschmidt.** Ergebnisse der Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Jahre 1912. Herausgegeben vom Kgl. Württembergischen Statistischen Landesamt. Stuttgart 1913. 4°. 5 + 64 S.
- M. Rykatchew.** Deux jours d'observations jour et nuit avec les cerf-volants au dessus du golfe de Finlande faites par M. M. Rykatchew et M. Sazonow. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. in Wien 1912. Sitzber. u. Votr. Herausgeb. v. d. k. k. Zentralanst. f. Met. u. Geod. Wien 1912. 8°. 5 + 172 S.
- W. Köppen.** Graphische Darstellung des Verhältnisses zwischen Druck, Temperatur und Höhe der Troposphäre. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. in Wien 1912. Sitzber. u. Votr. Herausgeb. v. d. k. k. Zentralanst. f. Met. u. Geod. Wien 1912. 8°. 5 + 172 S.
- L. Teisserenc de Bort.** Lancers de ballons-sondes exécutés au nord du cercle polaire en 1907, 1908 et 1909. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. in Wien 1912. Sitzber. u. Votr. Herausgeb. v. d. k. k. Zentralanst. f. Met. u. Geod. Wien 1912. 8°. 5 + 172 S.
- L. Teisserenc de Bort.** Sur les causes de la division de l'atmosphère en troposphère et stratosphère. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. in Wien 1912. Sitzber. u. Votr. Herausgeb. v. d. k. k. Zentralanst. f. Met. u. Geod. Wien 1912. 8°. 5 + 172 S.
- H. Hergesell.** Einrichtung eines internationalen Netzes von Pilotballonstationen. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. in Wien 1912. Sitzber. u. Votr. Herausgeb. v. d. k. k. Zentralanst. f. Met. u. Geod. Wien 1912. 8°. 5 + 172 S.
- W. F. Denning.** Meteoric streaks and velocities of upper air currents. Symons's Met. Mag. 48, 28—29, 1913.

2 A. Luftfahrt und Flugwesen.

- J. S. Dines.** Aeronautics. Third report on wind structure. London 1912, pp. 213—230 and 8 figs.
- Le gyroptère Papin et Rouilly.** L'Aviation Indust. et Commerc. No. 15, 117, 1913.
- Les avions belges.** L'Aviation Indust. et Commerc. No. 15, 116, 1913.
- L'Aviette à ailes battantes.** L'Aviation Indust. et Commerc. No. 15, 115—116, 1913.
- Albert Bracke.** L'utilisation des remous. L'Aviation Indust. et Commerc. Nr. 15, 118—114, 1913.
- Goldberg.** Automobilverkehr und Flugwesen in den deutschen Schutzgebieten. Prometheus 24, 1226, 472—475, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

- J. A. M'Clelland and H. Kennedy.** The large ions in the atmosphere. Proc. roy. Irish Acad. 80, 72—91, 1912. Section A.

2 C. Lufttemperatur.

- Eduard Kretzer.** Beziehungen zwischen dem täglichen Gang der Temperatur an der Bodenoberfläche und in den untersten Luftschichten. Inaugural-Dissertation zur Erlangung der Doktorwürde, genehmigt von der philosophischen Fakultät der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin. 1912. 8°. 92 S.

- W. Schmidt.** Häufigkeitsverteilung der vertikalen Temperaturgradienten in verschiedenen Höhenlagen. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. in Wien 1912. Sitzber. u. Votr. Herausgeb. v. d. k. k. Zentralanst. f. Met. u. Geod. Wien 1912. 8°. 5 + 172 S.
- G. Schwalbe.** Die ungewöhnliche Kälte der Monate August, September und Oktober 1912. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 106—119, 1913. Berlin.

2 C₂ Strahlung.

- Bericht über die erste Tagung der Strahlungskommission des Internationalen Meteorologischen Komitees in Rapperswyl bei Zürich, 2. u. 3. Sept. 1912. Schweizerische Meteorologische Zentralanstalt Zürich—Selnau 1912. 22 S.
- J. Maurer.** Über die Fortschritte der Aktinometrie seit der letzten Internationalen Meteorologen-Konferenz zu Innsbruck (1895). Ber. d. Intern. Met. Kom. in Rapperswyl b. Zürich, Sept. 1912. Schweiz. Met. Zentralanst. 1912.
- F. H. Bigelow.** On the reduction of pyrheliometer observations to obtain the „solar constant of radiation“. Ber. d. Internat. Met. Kom. in Rapperswyl b. Zürich, Sept. 1912. Schweiz. Met. Zentralanst. 1912.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

- H. John.** Windmessungen in der freien Atmosphäre. Deutsche Luftfahrer. ZS. Nr. 6, 1913.
- W. Köppen.** Vorführung und Erläuterung zweier neuer Windkarten der Erde, die Winde im Januar und Juli darstellend. Verhandl. d. Naturw. Ver. Hamburg 1911.
- P. H. Gallé.** Frequenties der verschillende windsnelheden volgens de Beaufort schaal op onze kust. Marineblad Nr. 7., 1912/13.
- Herbert Krugler.** Die Windverhältnisse im östlichen Mittelmeer und seinen Randgebieten. Inaugural-Dissertation zur Erlangung der Doktorwürde, genehmigt von der philosophischen Fakultät der Friedrich-Wilhelms-Universität zu Berlin 1912. 8°.
- K. Langbeck.** Die Sturmverheerungen an der preussisch-sächsischen Grenze vom 12. Mai 1912. Ein Beitrag zum Studium der Böen. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 92—106, 1913. Berlin.
- O. Barkow.** Untersuchungen über die Struktur des Windes. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 58—77, 1913. Berlin.
- Maxwell Hall.** A Report on the storms and hurricanes in Jamaica, November, 1912. No. 411. Jamaica, Government Printing Office, Kingston, 1913. Foolscap 16 pp.
- D. V. V.—.** Le grain du 12 mai 1912 à Gand. Ciel et Terre 88, 265—270, 1912.

2 F. Wasserdampf.

- M. Moya.** Les nages et la climatologie de l'Hérault. Bull. Mét. du Dep. de l'Hérault 89, 1911. Montpellier 1912. 73—77.
- Arthur Gläser.** Bewölkungsverhältnisse und Sonnenscheindauer von Nordamerika. Aus dem Archiv der Deutschen Seewarte, 1912, Nr. 1. Hamburg 1912. 4°.

2 G. Niederschläge.

- H. B. Devereux.** The remarkable rainfall and meteorology of Waihi. Trans. New Zealand Inst. 42, 408—411, 1909.
- J. Smyth.** Rainfall on the river Bann, County Down, Ireland, at Banbridge and Lough Island Reavy Reservoir, for the fifty years from 1862 to 1911. Symons's Met. Mag. 47, 235—239, 1913.
- H. R. Mill.** The rainfall of 1912. The Times. London, January 15, 1913.
- J. J. Craig.** A rainfall query. Symons's Met. Mag. 48, 8—9, 1913.
- F. Bertyn.** Le verglas du 18 janvier 1912. Ciel et Terre 33, 270—273, 1912.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

- W. Marten und K. Kähler.** Aktinometrische und luftelektrische Messungen im Riesengebirge. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 119—132, 1913. Berlin.
- J. Loisel.** Les orages, application des ondes hertziennes à leur observations. Arch. sc. phys. et nat. 118, 3, 308—309, 1913.
- A. Gockel.** Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la terre faites à Friburg, à 2 h 30 du soir. Arch. sc. phys. et nat. 118, 3, 311—312, 1913.
- D. J.** Un cas remarquable de foudre en boule. Ciel et Terre 33, 299—301, 1912.

2 I. Meteorologische Optik.

- L. V. King.** On the scattering and absorption of light in gaseous media, with applications to the intensity of sky radiations. Phil. Trans. Roy. Soc. 212, 375—433, 1913.
- T. W. Backhouse.** The aspect of the sky in 1912. Symons's Met. Mag. London 47, 244—245, 1913.
- M. Hall.** Colours and their changes at sunset on a tropical island. Knowledge, 36, 54, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.

- W. Köppen.** Isobarenkarten für 2500 m Seehöhe und nähere Untersuchung der unteren Schichten. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. Wien 1912.

2 L. Dynamische Meteorologie.

- M. Gold.** Variations in atmospheric circulation in temperate latitudes. Nature 91, 2268, 174—175, 1913.

2 M. Praktische Meteorologie.

- H. Philippsen.** Vögel als Wetterpropheten. Prometheus 24, 1225, 460—462, 1913.
- Inseurance against damage to crops by hailstorm. J. Board of Agricult. 19, 1009—1013, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

- W. Budig.** Beobachtungen auf dem Brockenobservatorium während der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 77—86, 1913. Berlin.
- T. Arendt.** Luftdruckänderung während der partiellen Sonnenfinsternis am 17. April 1912 zu Potsdam. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 87—91, 1912. Berlin.

2 O. Meteorologische Apparate.

- R. Assmann.** Einige neuere Apparate für Registrierballons. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. Wien 1912.
 Wissenschaftliche Instrumente. Deutsche Luftfahrer ZS. Nr. 5, 1913.
 Aneroid barometers. J. of the Frankl. Inst. Nr. 3, 1913.
- L. Palazzo.** Die Abänderungen bei Ballonmeteorographen, um die gegenseitige Parallaxe der Schreibfederspitzen zu eliminieren. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. Wien 1912.
- J. Pircher.** Registriertheodolit zur Verfolgung von Pilotballonen. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. Wien 1912.
- E. van Everdingen.** Beschreibung des von Dr. Schoute (De Bilt) entworfenen selbstregistrierenden Verfolgungstheodoliten. 7. Vers. d. Internat. Kom. f. wissensch. Luftsch. Wien 1912.
- G. Silva.** L'Aréobarographe de l'Observatoire de Padoue. Ciel et Terre 34, 56—64, 1913.
- M. Hall.** The wind instruments and the November hurricanes in Jamaica. Symons's Met. Mag. 48, 30—31, 1913.
- H. H. Kimball.** Report on the comparison of different types of pyrheliometers. Ber. d. Internat. Met. Kom. in Rapperswyl b. Zürich, Sept. 1912. Schweiz. Met. Zentralanst. 1912.

2 P. Klimatologie.

- E. Alt.** Klimatologie von Süddeutschland. 2. Teil. Temperaturmittel von Süddeutschland. 1881—1910. Fol. 32 S. mit 2 Fig. München, Buchholz, 1913. (Preis 1 M.) *
- E. Huntington.** The shifting of climatic zones as illustrated in Mexico. Bull. Amer. Geogr. Soc. 45, 1—12, 1913.
- Campbell Highet.** The climate of Bangkok. Printed by order of H. E. the Minister of local government. Bangkok 1912. 8 vo. 88 pp. and 5 charts. *
- A. Fessler.** Klimatographie von Salzburg. Klimatographie von Österreich. Nr. V. Herausgegeben von der Direktion der k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik. Wien 1912. 8 vo.

3. Geophysik.**3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.****3 B. Theorien der Erdbildung.****3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).****3 D. Boden- und Erdtemperatur.****3 E. Vulkanische Erscheinungen.****3 F. Erdbeben.**

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

- A. Nippoldt.** Ergebnisse der Messungen in den Jahren 1911 und 1912 an Säkularstationen der magnetischen Landesaufnahme. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 155—170, 1913. Berlin.
- A. Schmidt.** Vorläufige Mitteilungen über die Ergebnisse der magnetischen Beobachtungen in Potsdam und Seddin im Jahre 1912. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 132—139, 1913. Berlin.
- W. Kühl.** Magnetische Nachwirkung bei gebunden aufbewahrten Messungsmagneten. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912. Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 147—154, 1913. Berlin.
- O. Venske.** Einige Beobachtungen mit einem neuen magnetometrischen Apparat über die Veränderlichkeit des Induktionskoeffizienten von Magneten. Tätigkeitsber. d. Kgl. Preuß. Met. Inst. 1912, Ver. Kgl. Preuß. Met. Inst. Nr. 256, 139—146, 1913. Berlin.
- Ed. Stelling.** Vorläufige Mitteilung über die Resultate der von B. Abels in der Umgegend des Observatoriums zu Ekaterinburg angestellten magnetischen Beobachtungen. Bull. Acad. Imp. des Sciences de St. Pétersbourg (6) Nr. 6, 299—303, 1913.

3 H. Niveauveränderungen.**3 I. Orographie und Höhenmessungen.****3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.****3 L. Küsten und Inseln.****3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.****3 N. Stehende und fließende Gewässer.**

- On the seiches of lake Inawasiro. Tokyo Sugaku-Buturigakkwai Kizi (2) 7, 2, 24—29, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

- W. W. Korhonen.** Schnee- und Eisverhältnisse in Finnland im Winter 1898—1899. Küopio 1912. 4°. 57 S. *

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel

für reine Physik

Richard Assmann

für kosmische Physik

12. Jahrg.

15. Juni 1913.

Nr. 11.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 11 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 16. bis 29. Mai 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

- C. W. C. Barlow. Mathematical physics. Vol. 1. Electricity and magnetism. 320 S. London, Olive, 1913. (Preis 4 s 6 d.) *
- E. Grimsehl. Lehrbuch der Physik für Realschulen. 2. Aufl. Mit 438 Textfiguren und einer farbigen Tafel. V u. 298 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Preis 2,60 M.) *
- H. Ollivier. Cours de physique générale. Tome 2. Thermodynamique et Etude de l'énergie rayonnante. Avec 112 figures dans la texte. 301 S. Paris, libr. A. Hermann et fils, 1913. *
- Guido Grassi. Antonio Pacinotti. Cim. (6) 5, 149—158, 1913.
- P. Weiss. Heinrich Friedrich Weber 1843—1912. Züricher Vierteljahrsschr. 57, 597—604, 1913.
- R. Pohl. Über einen antiken Beitrag zur Atomtheorie. Die Naturwissenschaften 1, 527—528, 1913.
- Die Tätigkeit der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt im Jahre 1912. ZS. f. Instrkde. 88, 84—98, 111—130, 152—172, 1913.
- G. W. Stewart. Das neue Physikalische Institut der Universität Jowa. (The new Physics Building at the University of Jowa.) Phys. ZS. 14, 457—463, 1913.

2. Unterricht. Apparate für Unterricht und Laboratorium.

- Paul Volkmann. Fragen des physikalischen Schulunterrichts. Vier Vorträge für den vom 7. bis 12. Oktober 1912 in Königsberg i. Pr. abgehaltenen Oberlehrer-Ferienkursus ausgearbeitet. XVI u. 65 S. Leipzig u. Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Preis 2 M.) *
- Erich Zerbst. Bestimmung der Schwerebeschleunigung g durch den direkten freien Fall. ZS. f. phys. Unterr. 26, 151—154, 1913.

- P. Anderhalden. Neue elektromagnetische Auslösung für die Gewichte der Fallmaschine. ZS. f. phys. Unterr. 26, 164—165, 1913.
- H. Magunna. Sur l'entretien mécanique continu des verges vibrantes (diapasons, lames etc.). O. B. 156, 1373—1374, 1913.
- H. Riegger und J. Zenneck. Zur Technik des Quinckeschen Interferenzversuches. ZS. f. phys. Unterr. 26, 165—166, 1913.
- K. Wörner. Die Auflösung der Edelmetalle im Königswasser. ZS. f. phys. Unterr. 26, 172, 1913.
- Friedrich C. G. Müller. Über die Vorgänge in der umgekehrten Ammoniakflamme. ZS. f. phys. Unterr. 26, 169—170, 1913.
- O. Ohmann. Chemische Versuche mit Metallwolle. ZS. f. phys. Unterr. 26, 155—159, 1913.
- W. Merkelbach. Demonstrations-Magnetnadeln. ZS. f. phys. Unterr. 26, 166—169, 1913.
- R. Danneberg. Ein sicherer Schieber für die Wheatstonesche Brücke. ZS. f. phys. Unterr. 26, 171, 1913.
- Ph. Friedrich. Zur Ampèreschen Regel. ZS. f. phys. Unterr. 26, 171—172, 1913.
- Ph. Friedrich. Zur Lenzschen Regel. ZS. f. phys. Unterr. 26, 171, 1913.
- E. Maay. Die Behandlung der Lichtbeugung bei Schülerübungen in gleicher Front. ZS. f. phys. Unterr. 26, 137—142, 1913.
- P. Kiesling. Übungen im Bestimmen des scheinbaren Sonnendurchmessers. ZS. f. phys. Unterr. 26, 145—151, 1913.
- E. Maay. Einführung in den Begriff der Ultramikroskopie. ZS. f. phys. Unterr. 26, 142—145, 1913.
- Hans Schimank. Zur Demonstration der Brownschen Bewegung. ZS. f. phys. Unterr. 26, 159—161, 1913.
- A. Whitaker. An improvement in gas thermoregulators. Chem. News 107, 242—243, 1913.
- O. Ohmann. Über Unfälle bei den Versuchen mit flüssiger Luft. ZS. f. phys. Unterr. 26, 170, 1913.
- W. Heuse. Die Herstellung tiefer Temperaturen. D. Mech.-Ztg. 1913, 77—79.
- L. Isakow. Das Dekrementpapier. Phys. ZS. 14, 456—457, 1913.

3. Maß und Messen.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

- Ludwig Hänert. Angewandte Mechanik. Zum Gebrauch als Leitfaden für den Unterricht in Naturlehre an der Kaiserl. Marineschule und als Hilfsbuch für die Praxis. Hierzu als Anhang: Kurze Einführung in die Chemie unter besonderer Berücksichtigung der Explosivstoffe. IX, 341 u. 60 S. Berlin, Ernst Siegfried Mittler & Sohn, 1913. (Preis 6,25 \mathcal{M} , geb. 7 \mathcal{M} .)
- H. M. Dadourian. On a Progressive Development of the Fundamental Principles of Mechanics. Abstract of a paper presented at the New Haven meeting of the Physical Society, March 1, 1913. [Phys. Rev. (2) 1, 405—408, 1913.
- Corradino Mineo. Sull' influenza della temperatura nelle determinazioni di gravità relativa mediante l'apparato di Sterneek. Cim. (6) 5, 159—179, 1913.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

- C. E. Guye et M^{lle} Vassilief. Frottement intérieur des verres. O. B. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 383—384, 1913.

6. Hydromechanik.

Louis Roy. Sur le mouvement des milieux visqueux et les quasi-ondes. C. R. 156, 1309—1312, 1913.

Walther Meissner. Vergleichung von Redwoodschen mit Englerschen Zähigkeitsmessern. S.-A. Chemische Revue über die Fett- und Harzind. 20, Heft 6, 4 S., 1913.

7. Kapillarität.

Jean Perrin. Observations sur les lames minces. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 35, 384—385, 1913.

Auguste Hagenbach. Résistance électrique des pellicules de Savon. Arch. sc. phys. et nat. (4) 35, 329—339, 1913.

8. Aeromechanik.

C. Cranz. Lehrbuch der Ballistik. (In 4 Bänden.) 3. Band. Experimentelle Ballistik oder Lehre von den ballistischen Messungs- und Beobachtungsmethoden. Herausgegeben von C. Cranz und K. Becker. VIII-u. 389 S. mit 118 Fig. Leipzig, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Preis 14 *M.* geb. 15 *M.*)

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Ed. Chauvenet et G. Urbain. Sur la densité des sels doubles. Cas des chlorures de cuivre et d'ammonium. C. R. 156, 1320—1322, 1913.

W. Oechner de Coninck. Détermination du poids atomique du calcium. Bull. de Belg. 1913, 222—223.

P. Bruylants et A. Bytchier. Détermination du poids atomique du sélénium. Bull. de Belg. 1912, 856—870.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Émile Baud. Contribution à l'étude des solutions concentrées. (Deuxième mémoire.) Ann. chim. phys. (8) 29, 124—143, 1913.

R. Kreemann und H. Hönel. Über die Löslichkeit von Acetylen in Aceton und Aceton-Wassergemischen. Wien. Anz. 1913, 206.

N. Fuschin und A. Baskow. Das Gleichgewicht in binären Systemen einiger Fluorverbindungen. ZS. f. anorg. Chem. 81, 347—363, 1913.

Georges Claude. Sur l'absorption du néon par les électrodes des tubes luminescents. C. R. 156, 1317—1320, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

Emile Baur. Sur la combustion du charbon dans la pile voltaïque. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 397—398, 1913.

Louis Riéty. Force électromotrice produite par l'écoulement des solutions d'électrolytes dans les tubes capillaires. C. R. 156, 1368—1370, 1913.

R. Kreemann, C. Th. Suchy und R. Haas. Zur elektrolytischen Abscheidung von Legierungen und deren metallographische und mechanische Untersuchung. I. Mitteilung. Die bei gewöhnlicher Temperatur abgeschiedenen Nickel—Eisenlegierungen. Wien. Anz. 1913, 206—207.

4. Photochemie.

Victor Henri et René Wurmser. Absorption des rayons ultra-violets et action photochimique. Journ. de phys. (5) 3, 305—323, 1913.

Victor Henri et René Wurmser. Étude expérimentale sur la loi d'équivalence photochimique de Einstein. Soc. Franç. de Phys. Nr. 42, 3—5, 1913.

Einstein. Dédution thermodynamique de la loi de l'équivalence photochimique. Journ. de phys. (5) 3, 277—282, 1913.

Lüppo-Cramer. Neue Untersuchungen zur Theorie der photographischen Vorgänge. Photogr. Korrespondenz 1913, 17—21, 65—76. [Chem. Zentralbl. 1913, 1808.

5. Thermochemie.

Nicolas de Kolossovsky. Recherches thermochimiques sur la dissolution (deuxième note), précédées de considérations théoriques sur les relations entre les propriétés chimiques des dissolutions salines. Bull. de Belg. 1913, 36—68.

Nilratan Dhar und Aswini Kumar Datta. Dissoziationskonstanten von monobasischen Säuren. ZS. f. Elektrochem. 19, 407—409, 1913.

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

A. Robertson and G. Cook. Transition from the Elastic to the Plastic State in Mild Steel. Roy. Soc. London, May 1, 1913. [Chem. News 107, 234, 1913.

Em. Vigouroux. Sur les transformations des alliages de fer et de silicium. C. R. 156, 1374—1376, 1913.

O. Lehmann. Détermination des forces moléculaires dans les cristaux liquides par variation de structure. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 389—391, 1913.

G. Malfitano et M^{lle} A. Moschkoff. Pseudo-cristaux d'amidon et cristaux de glucose. C. R. 156, 1412—1415, 1913.

C. Gaudefroy. Sur les figures de déshydratation. C. R. 156, 1387—1389, 1913.

Werner Grahmann. Vergleich der Sulfate der Erdalkalien und des Bleis in den Temperatur-Konzentrationsdiagrammen mit Kaliumsulfat unter besonderer Berücksichtigung der Dimorphie von Anhydrit, Cölestin, Baryt und Anglesit. ZS. f. anorg. Chem. 81, 257—314, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- Norman R. Campbell.** Moderne Elektrizitätslehre. Übersetzt von Ulfilas Meyer. XI u. 423 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1913. (Preis 14 *M.*, geb. 15,50 *M.*) *
- E. H. Kennard.** The effect of dielectrics on unipolar induction. *Phys. Rev.* (2) 1, 355—359, 1913.
- Heinrich Hörig.** Über die elektromotorische Kraft im Temperaturgefälle eines Metalls. *Phys. ZS.* 14, 446—447, 1913.
- Jules Roux.** La charge élémentaire de l'électron. Recherches sur la loi de Stokes. *Ann. chim. phys.* (8) 29, 69—123, 1913.
- Karl F. Herzfeld.** Zur Elektronentheorie der Metalle. *Ann. d. Phys.* (4) 41, 27—52, 1913.
- P. Lenard.** Über Elektrizitätsleitung durch freie Elektronen und Träger, II. *Ann. d. Phys.* (4) 41, 53—98, 1913.

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

- Louis Riéty.** Force électromotrice produite par l'écoulement des solutions d'électrolytes dans les tubes capillaires. *C. R.* 156, 1868—1870, 1913.

3. Elektrostatik.

- S. Ratnowsky.** Preuve expérimentale de l'existence de dipôles électriques dans les diélectriques liquides. *C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich* 7 et 8 mars 1913. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) 35, 397, 1913.]
- J. Franck und G. Hertz.** Notiz über Bildung von Doppelschichten. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 391—393, 1913.
- E. H. Kennard.** The effect of dielectrics on unipolar induction. *Phys. Rev.* (2) 1, 355—359, 1913.
- W. M. Thornton.** The hysteresis loop and index. *Electrician* 71, 214—217, 1913.

4. Maße und Meßinstrumente.

- H. Greinacher.** Sur l'électromètre à vibrations. *C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich* 7 et 8 mars 1913. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) 35, 394—395, 1913.]
- Albert Turpain.** Application des galvanomètres à cadre extra-sensibles aux relevés géodésiques de haute précision. *C. R.* 156, 1312—1314, 1913.

5. Apparate.

- Maurice Leblanc.** Production des grandes vitesses angulaires. *Journ. de phys.* (5) 8, 282—291, 1913.
- R. Schorr und F. Dolberg.** Über eine Kontakteinrichtung zur Abgabe der internationalen funkentelegraphischen Zeitsignale. *ZS. f. Instrkde.* 33, 141—145, 1913.
- J. Kuhlmann.** Isolateurs à haute tension. *C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich* 7 et 8 mars 1913. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) 35, 405—406, 1913.]
- W. Weiler.** Verkürzung der Erregungszeit von Spulen mit hoher Selbstinduktion. *Elektrot. u. Maschinenbau* 31, 441—443, 1913.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

Heinrich Hörig. Über die elektromotorische Kraft im Temperaturgefälle eines Metalls. *Phys. ZS.* 14, 446—447, 1913.

Franz Fischer, Richard Lepsius und Ernst Baerwind. Über Silizium und seine Stellung in der thermoelektrischen Spannungsreihe. (I. Mitteilung). *Phys. ZS.* 14, 439—446, 1913. *ZS. f. anorg. Chem.* 81, 243—256, 1913.

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.**8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.**

(Vgl. auch III, 3.)

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

J. Franck und G. Hertz. Über Zusammenstöße zwischen Gasmolekülen und langsamen Elektronen. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 373—390, 1913.

J. Franck und G. Hertz. Notiz über Bildung von Doppelschichten. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 391—393, 1913.

R. Reiger. Über Potentialstörungen durch Glühsonden in der leuchtenden positiven Säule. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 355—363, 1913.

Augusto Righi. Sulla separazione magnetica dei ioni emessi dalle scintille in un gas rarefatto. *S.-A. Rend. di Bologna* 1913, 10 8.

Augusto Righi. Nuove ricerche sulle rotazioni ionomagnetiche. *S.-A. Mem. di Bologna* (6) 10, 97—121, 1913.

C. D. Child. The Ionization in Unstriated Discharge. Abstract of a paper presented at the Washington meeting of the Physical Society, April 25 and 26, 1913. [*Phys. Rev.* (2) 1, 408—409, 1913.]

Georges Claude. Sur l'absorption du néon par les électrodes des tubes luminescents. *C. R.* 156, 1317—1320, 1913.

Norton A. Kent and Royal M. Frye. Vacuum tube discharge in a magnetic field. *Astrophys. Journ.* 37, 183—189, 1913.

R. J. Strutt. Active Nitrogen Discourse delivered at the Royal Institution of Friday, February 28. [*Nature* 91, 283—285, 1913.]

Arthur S. King. On Special Conditions in the Electric Furnace which Produce a Spectrum Similar to that of the Spark. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, December 30, 1912. [*Phys. Rev.* (2) 1, 409—410, 1913.]

H. Greinacher. Sur les arcs mobiles dans les parafoudres et phénomènes semblables. *C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich* 7 et 8 mars 1913. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) 35, 395, 1913.]

P. Lenard. Über Elektrizitätsleitung durch freie Elektronen und Träger, II. *Ann. d. Phys.* (4) 41, 53—98, 1913.

Henri Jacques Proumen. Über die Ionisation, welche die Flammengase begleitet. *Bull. Soc. Chim. Belg.* 27, 80—90, 1913. [*Chem. Zentralbl.* 1913, 1, 1807—1808.]

J. Stark. Bemerkungen zu einer Mitteilung der Herren F. Burger und J. Koenigsberger über das elektrische Verhalten einiger Dämpfe mit Bandenabsorption. *Phys. ZS.* 14, 454—456, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

Ernst v. Angerer. Über den Druck von Kathodenstrahlen. *Ann. d. Phys.* (4) 41, 1—26, 1913.

- J. Stark und H. Kirschbaum.** Zerstreuung und bewegte Intensität der Kanalstrahlen. *Phys. ZS.* 14, 433—439, 1913.
- J. Stark, R. Künzer und G. Wendt.** Ein-, zwei- und dreiwertige Linien des Aluminiums in den Kanalstrahlen. *Berl. Ber.* 1913, 430—441.
- Gyöző Zemplén.** Schwingungszahl der Röntgenstrahlen und Quantenhypothese. *Phys. ZS.* 14, 423—424, 1913.
- M. Laue.** Kritische Bemerkungen zu den Deutungen der Photogramme von Friedrich und Knipping. *Phys. ZS.* 14, 421—423, 1913.
- M. Laue.** Interférences de rayons Röntgen produites par les réseaux cristallins. *C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich* 7 et 8 mars 1913. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) 35, 391—392, 1913.
- El. Hupka.** Über Erscheinungen, welche bei der Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen auftreten. *Verh. d. D. Phys. Ges.* 15, 369—372, 1913.
- J. Herweg.** Über die Beugungserscheinungen der Röntgenstrahlen am Gips. *Phys. ZS.* 14, 417—420, 1913.
- H. S. Allen.** Diffraction Patterns from Crystals. *Nature* 91, 268, 1913.
- El. Hupka.** Some Phenomena Connected with Reflected X-Rays. *Nature* 91, 267, 1913.
- M. de Broglie, F. A. Lindemann.** Reflection of X-Rays and Related Phenomena. *Nature* 91, 295, 1913.
- Fernand Lebeau.** Recherches sur l'ionisation par les rayons X. Mémoire présenté à la Faculté des sciences de Paris pour l'obtention au diplôme d'études supérieures. 116 S. Tours, impr. Deslis frères et Cie, 1913.
- William Duane.** Some Unsolved Problems in Radioactivity. *Amer. Phil. Soc. Saturday, April 19, 1913.* [*Science (N. S.)* 37, 727—728, 1913.
- H. Sieveking.** Die Radioaktivität der Heilquellen. *Die Naturwissenschaften* 1, 497—499, 1913.
- A. Gockel.** Sur le rayonnement pénétrant present dans l'atmosphère. *C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich* 7 et 8 mars 1913. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) 35, 396—397, 1913.
- H. G. J. Moseley.** Attainment of High Potentials by the Use of Radium. *Roy. Soc. London, May 1, 1913.* [*Chem. News* 107, 234, 1913.
- El. Marsden and T. S. Taylor.** Decrease in Velocity of α Particles in passing through Matter. *Roy. Soc. London, May 1, 1913.* [*Chem. News* 107, 234—235, 1913.
- Herbert N. McCoy.** The variation of the alpha-ray ionization of radioactive solids with the thickness of the layer. *Phys. Rev.* (2) 1, 393—400, 1913.
- Herbert N. McCoy.** The periods of transformation of uranium and thorium. *Phys. Rev.* (2) 1, 401—404, 1913.
- Wilhelm Biltz und El. Marcus.** Über die Konstanz der Kaliumaktivität. *ZS. f. anorg. Chem.* 81, 369—377, 1913.
- W. Hammer und Fr. Vohsen.** Über die Verwendung des Fontaktoskops zur Bestimmung des Emanationsgehalts von Quellwässern. *Phys. ZS.* 14, 451—454, 1913.

11. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- Pierre Weiss.** L'état actuel de la question du magnéton. *C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich* 7 et 8 mars 1913. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) 35, 406—408, 1913.
- N. H. Williams.** The stability of residual magnetism. *Phys. Rev.* (2) 1, 360—381, 1913.
- F. Piola ed L. Tieri.** Contributo allo studio della magnetostrizione. *Cim.* (6) 5, 202—224, 1913.
- A. Guillet.** Formules utilisées dans la détermination des coefficients d'aimantation. *Journ. de phys.* (5) 3, 324—333, 1913.

- G. Foëx.** Le champ moléculaire négatif. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 409—410, 1913.]
- Albert Perrier.** Théorèmes sur la dépendance de l'aimantation rémanente et de la température. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 408—409, 1913.]
- Albert Perrier.** Théorèmes sur la dépendance de l'aimantation rémanente et de la température. Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 360—368, 1913.
- Renker.** Propriétés magnétiques des ferronickels et des ferrocobalts. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 410—412, 1913.]
- M. Renger.** Sur l'aimantation initiale du fer et de la magnétite en fonction de la température. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 412, 1913.]
- Auguste Piccard.** Les coefficients d'aimantation de l'oxygène et de l'oxyde azoteux. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 409, 1913.]
- Auguste Piccard.** Le coefficient d'aimantation de l'eau et de l'oxygène (Suite). Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 340—359, 1913.
- W. M. Thornton.** The hysteresis loop and index. Elektrician 71, 214—217, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- Alpheus W. Smith.** The Hall effect and some allied effects. Phys. Rev. (2) 1, 339—354, 1913.
- Joh. Koenigsberger.** L'effect de Hall. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 392—394, 1913.]
- G. Ercolini.** Variazioni di torsione prodotte nel ferro e nel nickel da un campo magnetico alternativo. Cim. (6) 5, 180—201, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- Gotthelf Leimbach und Erich Mayer.** Die Beeinflussung der Antennenkapazität durch die Dielektrizitätskonstante (und Leitfähigkeit) ihrer Umgebung. Phys. ZS. 14, 447—451, 1913.
- Hermann Behnken.** Eine Methode zur Messung der wirksamen Kapazität von Antennen. Phys. ZS. 14, 430—433, 1913.
- Witold v. Rybczynski.** Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie auf der Erdkugel. Ann. d. Phys. (4) 41, 191—208, 1913.
- Reinhold Rüdenberg.** Der Verlauf elektrischer Wellen auf Leitungen mit räumlich veränderlicher Charakteristik. Elektrot. u. Maschinenbau 81, 421—429, 1913.
- Lewis W. Austin.** Radiated and Received Energy. Amer. Phil. Soc. Saturday, April 19, 1913. [Science (N. S.) 87, 729—730, 1913.]

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

- A. Cotton et H. Mouton.** Nouvelles recherches sur la biréfringence magnétique, cas des mélanges liquides. Soc. Franç. de Phys. Nr. 42, 6—8, 1913.
- C. Gutton.** Détermination de la durée d'établissement de la biréfringence électrique. C. R. 156, 1370—1373, 1913.
- F. Paschen.** Sur le triplet de série 8947, 5 U. A. de l'oxygène. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 403, 1913.]

- R. Fortrat.** Phénomène de Zeeman dans des champs très intenses. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 403, 1913.
- R. Fortrat.** Sur une bande de l'azote sensible au champ magnétique. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 403—404, 1913.
- Edgar Meyer et Walther Gerlach.** Sur l'émission photo-électrique d'électrons par des particules métalliques ultra-microscopiques. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 85, 398—400, 1913.
- Karl T. Compton.** Note on the velocity of electrons liberated by photo-electric action. Phys. Rev. (2) 1, 882—392, 1913.
- G. A. Dima.** Influence de la valence du métal sur l'effet photoélectrique des composés métalliques. C. R. 156, 1366—1368, 1913.
- Erich Marx und Karl Lichtenecker.** Experimentelle Untersuchung des Einflusses der Unterteilung der Belichtungszeit auf die Elektronenabgabe in Elster- und Geitelschen Kaliumhydrürzellen bei sehr schwacher Lichtenergie. Ann. d. Phys. (4) 41, 124—160, 1913.
- Erich Marx.** Die Theorie der Akkumulation der Energie bei intermittierender Belichtung und die Grundlage des Gesetzes der schwarzen Strahlung. Ann. d. Phys. (4) 41, 161—190, 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

- Max Born.** Die Theorie der Wärmestrahlung und die Quantenhypothese. Die Naturwissenschaften 1, 499—504, 1913.
- Einstein.** Déduction thermodynamique de la loi de l'équivalence photo-chimique. Journ. de phys. (5) 8, 277—282, 1913.
- Victor Henri et René Wurmser.** Etude expérimentale sur la loi d'équivalence photochimique de Einstein. Soc. Franc. de Phys. Nr. 42, 3—5, 1913.
- A. A. Michelson.** Effect of reflection from a moving mirror on the velocity of light. Astrophys. Journ. 87, 190—193, 1913.
- W. de Sitter.** Ein astronomischer Beweis für die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. Phys. ZS. 14, 429, 1913.
- J. De Boissoudy.** Sur la constante de la loi du rayonnement. C. R. 156, 1364—1366, 1913.
- H. Bauer.** Recherches sur le rayonnement. Ann. chim. phys. (8) 29, 5—69, 1913.
- Erich Marx.** Die Theorie der Akkumulation der Energie bei intermittierender Belichtung und die Grundlage des Gesetzes der schwarzen Strahlung. Ann. d. Phys. (4) 41, 161—190, 1913.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

- W. R. Bower.** A Graphical Method of Optical Imagery. Phys. Soc. London, April 25, 1913. [Chem. News 107, 237, 1913. [Nature 91, 285, 1913.
- H. Zschimmer.** Fluor-Kron, eine neue Glasart für optische Zwecke. ZS. f. Instrkde. 88, 145—148, 1913.
- J. M. Lahy.** Rectification des tracés déformés par les mouvements circulaires du style: l'orthophotographie. C. R. 156, 1314—1317, 1913.

Max Wagner. Ein neues Spektralphotometer mit Savartschem Polariskop. ZS. f. Instrkde. **33**, 149—152, 1913.

M. Schanzer. Neues Photometer zur Messung der räumlichen Lichtverteilung. Elektrot. u. Maschinenbau **31**, 443—444, 1913.

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

W. de Sitter. Ein astronomischer Beweis für die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit. Phys. ZS. **14**, 429, 1913.

A. A. Michelson. Effect of reflection from a moving mirror on the velocity of light. Astrophys. Journ. **87**, 190—193, 1913.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

C. V. Burton. The Spectroscopic Resolution of an Arbitrary Function. Phys. Soc. London, April 25, 1913. [Chem. News **107**, 238, 1913. [Nature **91**, 285, 1913.

G. Sagnac. Strioscope et striographe interférentiels. Journ. de phys. (5) **3**, 292—305, 1913.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsebene.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

J. Stark, R. Künzer und G. Wendt. Ein-, zwei- und dreiwertige Linien des Aluminiums in den Kanalstrahlen. Berl. Ber. 1913, 430—441.

Peter Paul Koch. Zur Messung von Wellenlängenunterschieden von Spektrallinien. Ann. d. Phys. (4) **41**, 115—123, 1913.

J. Stark. Bemerkung zu einer Mitteilung der Herren F. Burger und J. Koenigsberger über das elektrische Verhalten einiger Dämpfe mit Bandenabsorption. Phys. ZS. **14**, 454—456, 1913.

R. A. Houstoun. Die Absorption von Licht seitens anorganischer Salze. (The absorption of light by inorganic salts.) Phys. ZS. **14**, 424—429, 1913.

Arthur S. King. On the occurrence of the enhanced lines of titanium in electric furnace spectra. Astrophys. Journ. **87**, 119—129, 1913.

Arthur S. King. On special Conditions in the Electric Furnace which Produce a Spectrum Similar to that of the Spark. Abstract of a paper presented at the Cleveland meeting of the Physical Society, Dezember 30, 1912. [Phys. Rev. (2) **1**, 409—410, 1913.

Jean Bielecki et Victor Henri. Étude quantitative de l'absorption des rayons ultraviolets par les cétones, les dicétones et les acides cétoniques. C. R. **156**, 1322—1324, 1913.

Walther Gerlach. Zur Kritik der Strahlungsmessungen. II. Ann. d. Phys. (4) **41**, 99—114, 1913.

Edmond Bauer et Marcel Moulin. Constante de la loi de Stefan. Soc. Franç. de Phys. Nr. 42, 2—3, 1913.

Walther Gerlach. Sur des mesures absolues du rayonnement. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) **85**, 400—402, 1913.

H. Bauer. Recherches sur le rayonnement. Ann. chim. phys. (8) **28**, 5—69, 1913.

Dussaud. Séparation des effets lumineux et calorifiques produits par une source de lumière. *Ann. chim. phys.* (8) **29**, 143—144, 1913.

George Vest McCauley. Distribution of energy in the spectra of platinum, palladium, and tantalum. *Astrophys. Journ.* **87**, 164—182, 1918.

B. J. Spence. The temperature of a wedge-shaped cavity and its use as a black body. *Astrophys. Journ.* **87**, 194—197, 1918.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

L. Vanino und P. Sachs. Über die Einwirkung von Silbersalzen und kolloiden Metallen auf Luminophore. *Journ. f. prakt. Chem.* (N. F.) **87**, 508—512, 1913.

8. Physiologische Optik.

Emil Berger. Über die Anwendung des Stereoskopes zur Prüfung der zentralen Sehschärfe und die Notwendigkeit der Schaffung eines für wissenschaftliche Zwecke dienenden einheitlichen Modelles desselben. *D. Mech.-Ztg.* 1913, 85—88.

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

James Riddick Partington. A Text-book of thermodynamics: with special reference to chemistry. 554 S. London, Constable, 1913. (Preis 14 s.) *

Curt Wachtel. Bemerkungen zum zweiten Wärmesatz. *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 364—369, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

Th. de Donder. Sur la répartition ergodique. *Bull. de Belg.* 1913, 211—221.

J. Franck und G. Hertz. Über Zusammenstöße zwischen Gasmolekülen und langsamen Elektronen. *Verh. d. D. Phys. Ges.* **15**, 373—390, 1913.

3. Thermische Ausdehnung.

A. Werner. Thermische Ausdehnung fester Körper bei höheren Temperaturen. *S.-A. ZS. f. Dampfkessel und Maschinenbetrieb* **86**, Nr. 19, 4 S., 1913.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

B. J. Spence. The temperature of a wedge-shaped cavity and its use as a black body. *Astrophys. Journ.* **87**, 194—197, 1913.

Disch. Über die Einstellung der Beckmann-Thermometer. *S.-A. ZS. f. angew. Chem.* **26**, Nr. 37, Aufsatzteil S. 279—284, 1913.

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

Theketh Kumaran Nair und Thomas Turner. The Influence of Temperature and Pressure on the Rate of Volatilisation of Zinc and of Cadmium. *Chem. Soc. London*, May 1, 1913. [*Chem. News* **107**, 248, 1913.]

P. Chappuis. Une nouvelle détermination du point d'ébullition du soufre. *C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich* 7 et 8 mars 1913. [*Arch. sc. phys. et nat.* (4) **85**, 386—388, 1913.]

- Joly.** The temperature of sublimation. Chem. News 107, 241—242, 1913.
H. Leitmeier. Zur Kenntnis der Schmelzpunkte von Silikaten. Der Einfluß der Korngröße auf den Schmelzpunkt. Bestimmung des Schmelzpunktes einiger Silikate durch längeres Erhitzen. ZS. f. anorg. Chem. 81, 209—232, 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

- E. H. Griffiths and Elzer Griffiths.** The Capacity for Heat of Metals at different Temperatures. Roy. Soc. London, May 1, 1913. [Chem. News 107, 234, 1913].
O. Stern. Sur la chaleur spécifique de l'hydrogène aux basses températures. C. R. séances soc. suisse de phys. Zürich 7 et 8 mars 1913. [Arch. sc. phys. et nat. (4) 35, 402, 1913].

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

- S. Oppenheim.** Das astronomische Weltbild im Wandel der Zeit. Leipzig, B. G. Teubner, 1912. 8°. 2 Bl., 134 S. (Aus Natur und Geisteswelt, Nr. 110.)

1 B. Planeten und Monde.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

- H. A. Fath.** The spectra of spiral nebulae and globular star clusters. *Astrophys. J.* **87**, 3, 198—204, 1913.
- A. Brill.** Bemerkung über die Helligkeit der Nebellinie $\lambda = 469 \mu\mu$ im Spektrum der Nova Geminorum 2 nach Aufnahmen von Prof. Eberhard. *Astr. Nachr.* **194**, 23, 410—411, 1913.

1 D. Die Sonne.

1 E. Kometen.

1 F. Meteore und Meteoriten.

- George P. Merrill.** On the Minor Constituents of Meteorites. *Sill. Journ.* (4) **85**, 509—525, 1913.
- C. Hoffmeister.** Bestimmungen von Meteorbahnen. *Astr. Nachr.* **194**, 19, 327—335, 1913.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A₁. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

- Willis Isbister Milham.** Meteorology. A textbook on the weather, the causes of its changes, and weather forecasting for the student and general reader. New York, The Macmillan Company, 1912. 8°. XVI, 549 S., 37 Taf. Ref.: B. Süring, *Met. ZS.* **80**, 3, 158, 1913.
- A. J. Berry.** The atmosphere. Cambridge, University Press, 1913. 8°. 5 Bl., 146 S. (The Cambridge Manuals of Science and Literature No. 53.)
- W. Köppen.** Durchschnittliche Abweichung, Asymmetrie und Korrelationsfaktor. *Met. ZS.* **80**, 3, 113—121, 1913.
- C. Kaßner.** Zum vorläufigen Reglement der internationalen meteorologischen Organisation. *Met. ZS.* **80**, 3, 150—151, 1913.
- The international radiotelegraph conference of 1912. *Bull. Mount Weather Obs.* **5**, 4, 224—226, 1913.
- Edward L. Dodd.** Is the average of measurements the best approximation for the true value or normal value? *Bull. Mount Weather Obs.* **5**, 4, 219—223, 1913.

- J. v. Hann.** Das Observatorium erster Ordnung zu Cienfuegos auf Cuba. Met. ZS. 80, 3, 146, 1913.
- L. Steiner.** Eine graphische Methode zur Vergleichung simultaner Beobachtungsdaten. Met. ZS. 80, 3, 138—143, 1913.
- A. Berson.** Léon Teisserenc de Bort †. Met. ZS. 80, 3, 143—146, 1913.
- C. Chistoni.** Segni meteorologici internazionali. Rivista Meteorico-Agraria 1912 (Anno 38). No. 34, S. 1177—1183.
- J. v. Hann.** Die gleichzeitigen Luftdruck- und Temperaturänderungen auf dem Sonnblickgipfel (3105 m) und in Salzburg (430 m) mit Bemerkungen über die unperiodischen Luftdruckschwankungen. Wien 1913. 8°. 7 S. (S.-A. Akadem. Anz. d. k. Akad. d. Wiss. Wien 1913, Nr. 1.)
- Vegetationszeiten zu Frankfurt a. M.,** beobachtet von Frau Johanna Ziegler im Jahre 1912. Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1911/12, 118—120, 1913.
- F. M. Exner.** Über monatliche Witterungsanomalien auf der nördlichen Erdhälfte im Winter. Wien. Anz. 1913, 102—103.
- Annales du Bureau Central Météorologique de France,** publiées par A. Angot. Année 1910. II. Observations. Paris 1912. 4°. 2 Bl., 288, 80, 100 S.
- Beobachtungen des meteorologischen Observatoriums der Universität Innsbruck** im Jahre 1910. Innsbruck 1912. 8°. 22 Bl.
- Paul Habekost.** Die meteorologischen Registrierungen des Samoa-Observatoriums der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen in Apia in den Jahren 1907 und 1908. Inaug.-Diss. Göttingen 1913. 8°. 52 S.
- Observations faites à l'observatoire météorologique de l'Institut Agronomique de Moscou** 1909. Moscou 1912. 8°. XXIV, 72 S. — 1910, Moscou 1912. 8°. XXXIII, 72 S.
- Results of meteorological observations 1912.** Clongowes Wood College, Co. Kildare. 4°. 19 Bl., 1 Taf.
- Meteorologische Beobachtungen in Frankfurt a. M. Jahresübersicht 1912.** Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1911/12, 114, 1913.
- The British Meteorological and magnetic year-book for 1911.** Part IV. Sect. 1. Hourly values from autographic records: Meteorological section. London 1912. 4°. XX, 149 S. Preis 20 \mathcal{M} . Part IV. Sect. 2. Hourly values from autographic records Geophysical section. London 1912. 4°. 89 S., 2 Taf. Preis 5 sh.
- Das Jahr 1912 in Wien und London.** Met. ZS. 80, 3, 150, 1913.
- Tavole meteorologiche, febbraio.** Rendi. R. Ist. Lomb. (2) 46, 5, 233, 1913.
- Rudel.** Das Wetter zu Nürnberg im Jahre 1912. Nürnberg 1913. 8°. 37 S.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

- Siebente Versammlung der Internationalen Kommission für wissenschaftliche Luftschiffahrt** in Wien 28. Mai bis 1. Juni 1912. Sitzber. u. Vorträge. Wien 1912. 8°. V, 172 S.
- F. Linke.** Die Grenze der unteren Luftschicht in etwa 10 km Höhe und ihre Bedeutung für Wetter und Klima. (Vortrag.) Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1911/12, 65—67, 1913.
- Wm. R. Blair.** Free air data at Mount Weather, Va., for july, august, and september 1912. Bull. Mount Weather Obs. 5, 4, 247—291, 1913.
- E. Kleinschmidt.** Ergebnisse der Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im Jahre 1912. Herausg. vom Kgl. Württ. Statist. Landesamt. Stuttgart 1913. 4°. 1 Bl., V, 64 S.
- H. Rotsoll.** Zur Verwertung von Pilotballons im Wetterdienst. (Inaug.-Dissert. Straßburg.) Berlin, Julius Springer, 1912. 4°. 76 S. Ref.: R. Wenger, Met. ZS. 80, 3, 158—159, 1913.

2 A₃. Luftfahrt und Flugwesen.

R. Wachsmuth. Luftwiderstand und Flugzeug. (Vortrag.) Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1911/12, 37—39, 1913.

F. Linke. Neue Aufgaben der Meteorologie im Interesse der Luftschiffahrt. (Vortrag.) Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1911/12, 64—65, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

Zur Frage nach dem Ursprung der in der atmosphärischen Luft enthaltenen Radiumemanation. Met. ZS. 80, 3, 148—149, 1913.

2 C₁. Lufttemperatur.**2 C₂. Strahlung.****2 D. Luftdruck.****2 E. Winde und Stürme.**

Durand-Gréville. La loi crochets barométriques de grain. C. R. 156, 1190—1193, 1913.

2 F. Wasserdampf.

Andrew H. Palmer. Atmospheric humidity as related to haze, fog, and visibility at Blue Hill. Bull. Mount Weather Obs. 5, 4, 231—246, 1913.

2 G. Niederschläge.

J. v. Hann. Regenfälle längs der Panamakanal-Zone. Met. ZS. 80, 3, 157, 1913.

W. Knoche. Regenfall in La Serena. Met. ZS. 80, 3, 146—148, 1913.

Regenmessungen in Brasilien 1911. Met. ZS. 80, 3, 156, 1913.

William Gardner Reed. The rainfall of Berkeley, California. Univ. California Publ. in Geogr. 1, 2, 63—67, 1913.

Niederschlagsbeobachtungen in der Umgebung von Frankfurt a. M. im Jahre 1912. Monats- und Jahressummen. Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1911/12, 116—117, 1913.

Hagel in den Tropen. Met. ZS. 80, 3, 157, 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

Karl Kähler. Luftelektrizität. Berlin und Leipzig 1913. 8°. 151 S. (Sammlung Göschen Nr. 649.) Preis 0,90 M.

Erwin Schrödinger. Über die Höhenverteilung der durchdringenden atmosphärischen Strahlung. (Theorie.) Beitr. zur Kenntnis der atmo. Elektr. XLVIII. Wien. Sitzber. math.-nat. Kl. 121, Abt. IIa, Dez. 1912.

W. Knoche. Stille Gewitter und Potential. Met. ZS. 80, 3, 148, 1913.

Kugelblitz, beobachtet in der Tschadsee-Region. Met. ZS. 80, 3, 148, 1913.

2 I. Meteorologische Optik.

A. Boutaric. Sur une relation entre l'absorption atmosphérique et la polarisation de la lumière diffusée par le ciel. C. R. 156, 1289—1292, 1913.

- W. Hillers.** Über eine leicht beobachtbare Luftspiegelung bei Hamburg und die Erklärung solcher Erscheinungen. Unterrichtsbl. f. Math. u. Naturw. 19, 2, 21—38, 1913.
- P. Gruner.** Dämmerungserscheinungen und Alpenglühen, beobachtet in Bern 1911/12. Bern 1913. 8°. 26 S. S.-A. Mitt. d. Naturf. Ges. in Bern. Trübung des Himmels im Sommer 1912. Met. ZS. 80, 3, 153, 1913.
- Wilhelm Krebs.** Die atmosphärische Trübung 1912 und ihre Ursache. Met. ZS. 80, 3, 153—154, 1913.
- W. D. Lenkei.** Die chemische Beleuchtungskraft des Sonnenscheines im Sommer 1912 im Vergleich zu jener der letzteren Jahre. Met. ZS. 80, 3, 151—153, 1913.
- H. v. Ficker.** Die anomale Trübung der Atmosphäre im Sommer 1912. Met. ZS. 80, 3, 149—150, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.

- W. Köppen.** Zusammenhang der Luftdruckabweichungen über Island, den Azoren und Europa. Graphisch-statistisch untersucht von ——. Met. ZS. 80, 3, 121—126, 1913.

2 L. Dynamische Meteorologie.

- Felix Exner und W. Trabert.** Dynamische Meteorologie. (Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften mit Einschluß ihrer Anwendungen. Bd. VI, 1 B., Heft 3.) Leipzig, B. G. Teubner, 1912. 8°. S. 179—234.
- Frank Bigelow.** The thermodynamics of the earth's nonadiabatic atmosphere. S.-A. The Amer. J. of Sc. 84, Dec., 515—532, 1912.
- A. Defant.** Die Veränderungen in der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre in den gemäßigten Breiten der Erde. (Schluß.) Met. ZS. 80, 3, 126—138, 1913.
- W. J. Humphreys.** On violent uprushes in cumulus clouds. Bull. Mount Weather Obs. 5, 4, 227—230, 1913.
- W. J. Humphreys.** Violent uprushes in cumulus clouds. Journ. Washington Acad. 8, 93—94, 1913.
- Alfred Roschkott.** Untersuchungen über Böenbildung im Gebirge. Wien. Sitzber. math.-nat. Kl. 121, Abt. IIa, Dez. 1912.

2 M. Praktische Meteorologie.

- F. Linke.** Die wissenschaftlichen Grundlagen der Wetterprognose. (Vortrag.) Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1911/12, 63—64, 1913.
- Georg S. Bliss.** Forecasting the weather. U. S. Depart. of Agricult. Weather Bur. Bull. No. 42. Washington 1913.
- A. Girolamo.** Per la organizzazione di un servizio di meteorologia agraria. Rivista Meteorico-Agraria 1912 (Anno 38). No. 34, 1247—1316.
- H. Kienast.** Klima, Wetter, Wetterbeobachtung, Wetterdienst und Wetterkarte. Königsberg i. Pr. 1912. 8°. 28 S. *
- L. M. Granderye.** Météorologie de l'Agriculteur et prévision du temps. Paris 1913. 8°. 72 S. Preis 1,20 M. *
- Karl F. Kellerman.** Suggestions for frost protection. J. of the Washington Acad. of Sciences 8, 2, 53—55, 1913.

2 N. Kosmische Meteorologie.

- G. Wagner.** Der Einfluß des Mondes auf das Wetter. Beitr. z. Geophys. 12, 2, 277—328, 1913.

2 O. Meteorologische Apparate.

Lyman J. Briggs. A mechanical telethermograph and some of its applications. J. of the Washington Acad. of Sciences 8, 2, 33—35, 1918.

Adolf Fr. Weber. Nachweis für die Zuverlässigkeit der Haarhygrometerangaben von relativen Feuchtigkeitsgraden über 100 Proz. (Inaug.-Diss.) Marburg i. H., Chr. Schaaf, 1912. 8°. 63 S., 1 Tafel.

2 P. Klimatologie.

Eduard Brückner. Klimaschwankungen und Völkerwanderungen. (Vortrag, gehalten in der feierlichen Sitzung der kaiserl. Akademie der Wissensch. am 31. Mai 1912.) Wien, A. Hölder, 1912. 8°. 25 S. *

A. Feßler. Klimatographie von Salzburg. (Klimatographie von Österreich, herausgegeben von der Direktion der k. k. Zentralanstalt für Meteor. u. Geodyn. V.) Wien, Gerold u. Co., 1912. 8°. 2 Bl., 87 S., 1 Taf.

Eugen Alt. Klimatologie von Süddeutschland. II. Teil. Temperaturmittel von Süddeutschland, bezogen auf die Periode 1881—1910. München 1913. 4°. S.-A. Beob. d. meteor. Stationen im Königr. Bayern 34, Jahrg. 1912, 32 S.

J. Hann. Fragliche Klimaänderung der Stadt León, Guanajuato. Met. ZS. 80, 8, 155—156, 1918.

A. R. Whitson and O. H. Baker. The climate of Wisconsin and its relation to agriculture. Madison, Wis. 1912. 8°. 65 S. (Univ. Wisconsin Agricult. Experm. Station. Bull. 223.)

3. Geophysik.**3 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.****3 B. Theorien der Erdbildung.****3 C. Allgemeine mathematische und physikalische Verhältnisse des Erdkörpers (Gestalt, Dichte, Attraktion, Bewegung im Raume, Ortsbestimmungen).****3 D. Boden- und Erdtemperatur.****3 E. Vulkanische Erscheinungen.**

C. G. Abbott and F. M. Fowle. Volcanoes and climate. Smiths. Miscell. Coll. 60, 29, 1913.

3 F. Erdbeben.

De Montessus De Ballore. Tremblements de terre destructeurs et précipitations atmosphériques. C. R. 156, 1194—1195, 1913.

H. Benndorf. Über die Bestimmung von Azimut und scheinbarem Emergenzwinkel longitudinaler Erdbebenwellen. Wien. Sitzber. math.-nat. Kl. 121, Abt. IIa, Jänner 1913.

Rudolf Schneider. Seismische Registrierungen in Wien, k. k. Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, im Jahre 1911. Mitt. d. Erdbeben-Komm. d. k. Akad. d. Wiss. in Wien. Neue Folge. Nr. 45. Wien 1913.

F. Linke. Das Erdbeben vom 16. November 1911. (Vortrag.) Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M. 1911/12, 59—62, 1913.

3 G. Erdmagnetismus und Polarlichter.

Arthur Schuster. Eine kritische Untersuchung über die mögliche Ursache des Erdmagnetismus. *Met. ZS.* 80, 3, 154—155, 1913.

F. Linke. Die Erklärung des Polarlichtes auf Grund der Ionen-theorie. (Vortrag.) *Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M.* 1911/12, 62—63, 1913.

J. Bosler. Orages magnétiques et phénomènes d'hystérésis. *C. R.* 156, 1419—1421, 1913.

3 H. Niveauveränderungen.**3 I. Orographie und Höhenmessungen.****3 K. Allgemeine Morphologie der Erdoberfläche.****3 L. Küsten und Inseln.****3 M. Ozeanographie und ozeanische Physik.****3 N. Stehende und fließende Gewässer.**

Osservazioni limnometriche, febbraio. *Rendi. R. Ist. Lomb. (2)* 46, 5, 232—233, 1913.

Grundwasser-Schwankungen zu Frankfurt a. M. 1912. *Jahresber. d. Phys. Ver. Frankfurt a. M.* 1911/12, 115, 1913.

3 O. Eis, Gletscher, Eiszeit.

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der

„Fortschritte der Physik“

Dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

12. Jahrg.

30. Juni 1913.

Nr. 12.

Das Literaturverzeichnis der „Fortschritte der Physik“ soll die Titel und Zitate aller auf physikalischem Gebiete erfolgenden in- und ausländischen Publikationen, nach Materien geordnet, möglichst schnell bekanntgeben. Zur Erreichung dieses Zieles werden die Herren Fachgenossen um Zusendung ihrer Publikationen, namentlich solcher, die in weniger bekannten Zeitschriften oder als Monographien erfolgen, an die Verlagsbuchhandlung von Friedr. Vieweg & Sohn in Braunschweig gebeten. — Heft 12 enthält die Titel aller der Redaktion in der Zeit vom 1. bis 15. Juni 1913 zugänglich gewordenen Publikationen.

Die Referate werden für die Abschnitte I bis III in der ersten, IV bis VI in der zweiten, VII in der dritten Abteilung der „Fortschritte der Physik“ enthalten sein.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

I. Allgemeine Physik.

1. Lehrbücher. Biographisches. Geschichtliches. Allgemeines.

- O. Chwolson.** Lehrbuch der Physik. IV. Bd., 2. Hälfte, 1. Abt. Unter Mitwirkung von A. Gerschun und A. Dobiasch. 392 S. St. Petersburg 1913. *
- Hermann Hahn.** Handbuch für Physikalische Schülerübungen. 2. Aufl. XVI u. 511 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1913. (Preis 20 *M.*, geb. 22 *M.*) *
- W. Lebedinsky.** H. Poincaré in der Welt der Elektrizität. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 45, phys. T., Abt. II, 115—124, 1913. (Russisch.)
- R. H. Francé.** Wert und Unwert der Naturwissenschaft. 62 S. München-Leipzig, Hans Sachs-Verlag, ohne Jahreszahl. (Preis 1,50 *M.*) *

2. Unterricht. Apparats für Unterricht und Laboratorium.

- Hermann Hahn.** Handbuch für Physikalische Schülerübungen. 2. Aufl. XVI u. 511 S. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1913. (Preis 20 *M.*, geb. 22 *M.*) *
- W. Gaede.** Die Molekularluftpumpe. Ann. d. Phys. (4) 41, 337—380, 1913.
- C. Mainka.** Dämpfungsanordnung bei Erschütterungsmessern. Phys. ZS. 14, 499, 1913.

3. Maß und Messen.

- S. W. Wicksell-Gyllenberg.** Optische Kalibrierungsmethoden für Barometer- und Thermometerröhren. ZS. f. Instrkde. 83, 188—192, 1913.
- Christiaan Huygens.** Die Pendeluhr. Horologium oscillatorium. Herausgegeben von A. Heckscher und A. v. Oettingen. Mit einem Bildnis und 113 Figuren im Text. 266 S. Leipzig, Verlag von Wilhelm Engelmann, 1913. (Ostwalds Klassiker Nr. 192). (Preis 7 *M.*) *

M. Moulin. Sur la loi de déformation du spiral plat. C. R. 156, 1518—1521, 1913.

Jules Andrade. Précision nouvelle de l'indépendance latérale du balancier des chronomètres marins. Atténuation de la perturbation d'isochronisme due à l'inertie des ressorts réglants. C. R. 156, 1454—1456, 1913.

4. Prinzipien der Mechanik. Massenpunkte und starre Körper.

5. Mechanik fester Körper. Elastizität. Festigkeit.

(Vgl. auch II, 1 und III, 6.)

F. Wassilewsky. Über Eigenschwingungen. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 45, phys. T., Abt. II, 1—30, 1913. (Russisch.)

S. Ono. On the Elongation of Indiarubber. Proc. Tōkyō Math.-Phys. Soc. (2) 7, 36—43, 1913.

6. Hydromechanik.

A. Batschinski. Untersuchungen über die innere Reibung der Flüssigkeiten. Abhandlung I. S.-A. Ann. de la Soc. d'encouragement des sc. expériment. et de leurs applic. Suppl. 3, 70 S. 1913. (Russisch mit deutscher Zusammenfassung.)

Edward W. Washburn and Guy Y. Williams. A precision viscosimeter for the measurement of relative viscosity, and the relative viscosities of water at 0°, 18°, 25° and 50°. Journ. Amer. Chem. Soc. 35, 737—750, 1913.

N. Kurnakow und S. Žemčužny. Die innere Reibung der binären Gemische. Charakteristik der bestimmten Verbindung. ZS. f. phys. Chem. 88, 481—506, 1913.

De Sparre. Sur les coups de bélier dans les conduites formées de sections de diamètres différents. C. R. 156, 1521—1523, 1913.

7. Kapillarität.

F. B. Hofmann. Versuche über Benetzung und über das Haften fester Partikel an der Grenze zweier Flüssigkeiten. ZS. f. phys. Chem. 88, 385—423, 1913.

Richard Lorenz und A. Liebmann. Bestimmung der Oberflächenspannung von geschmolzenem Blei gegen geschmolzene Mischungen von Bleichlorid und Kaliumchlorid. Ein Beitrag zur Theorie der Metallnebelbildung. ZS. f. phys. Chem. 88, 459—480, 1913.

N. Hesehus. Die Unabhängigkeit der Oberflächenspannung lichtempfindlicher Lösungen von der Beleuchtung. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 45, phys. T., 31—35, 1913. (Russisch.)

N. Marenin. Versuche zur Ermittlung des Einflusses von Licht auf die Oberflächenspannung einiger Lösungen. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 45, phys. T., 28—30, 1913. (Russisch.)

8. Aeromechanik.

W. Gaede. Die äußere Reibung der Gase. Ann. d. Phys. (4) 41, 289—336, 1913.

II. Akustik.

1. Physikalische Akustik.

(Vgl. auch I, 5.)

2. Physiologische Akustik.

III. Physikalische Chemie.

1. Allgemeines.

Erich Kotte. Lehrbuch der Chemie und Mineralogie mit Einschluß der Elemente der Gesteinskunde und der Geologie. Ein Lehrgang auf moderner Grundlage nach methodischen Grundsätzen. Große Ausgabe A in 3 Teilen. I. Teil. Einführender Lehrgang der Chemie und Mineralogie. 2. Aufl. VIII u. 208 S. Dresden-Blasewitz, Verlag von Bleyl u. Kaemmerer, 1913. (Preis geb. 2,60 *M.*)

Die Kultur der Gegenwart. Ihre Entwicklung und ihre Ziele, herausgegeben von Paul Hinneberg. Dritter Teil: Mathematik, Naturwissenschaften, Medizin. Dritte Abteilung. Anorganische Naturwissenschaften, unter Leitung von E. Lecher. Zweiter Band. Chemie, unter Redaktion von E. v. Meyer. Allgemeine Kristallographie und Mineralogie, unter Redaktion von Fr. Rinne. XIV u. 663 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Preis 18 *M.*, geb. in Leinwand 20 *M.*, in Halbfanz 22 *M.*)

F. W. Clarke. Twentieth annual report of the committee on atomic weights. Determinations published during 1912. Journ. Amer. Chem. Soc. 35, 227—235, 1913.

J. Stark. Einfaches Verfahren zur Darstellung von Argon; chemische Aktivierung zweiatomiger Gase im Glimmstrom. Phys. ZS. 14, 497—498, 1913.

James E. Egan and Clarence W. Balke. Observations on the rare earths. Yttrium chloride and the atomic weight of yttrium. Journ. Amer. Chem. Soc. 35, 365—377, 1913.

A. H. W. Aten. Über eine neue Modifikation des Schwefels. (Zweite Mitteilung.) ZS. f. phys. Chem. 83, 442—458, 1913.

K. v. Auwers und F. Eisenlohr. Zur Frage nach der Konstanz der Refraktionsäquivalente. ZS. f. phys. Chem. 83, 429—441, 1913.

2. Löslichkeit. Absorption. Diffusion.

Carl Lübben. Dispersion und Dissoziationsgrad wässriger Metallsalzlösungen im Ultravioletten. S.-A. Sitzungsber. u. Abh. naturf. Ges. zu Rostock (N. F.) 5, 27—51 u. 15 Tabellen, 1913.

Karl Grufki. Über die Dispersion wässriger Salzlösungen im sichtbaren Spektrum. Mit 1 Tafel. S.-A. Sitzungsber. u. Abh. naturf. Ges. zu Rostock (N. F.) 5, 99—136, 1913.

N. Kurnakow und S. Žemožušny. Die innere Reibung der binären Gemische. Charakteristik der bestimmten Verbindung. ZS. f. phys. Chem. 83, 481—506, 1913.

Joel H. Hildebrand. The constitution of certain liquid amalgams. Journ. Amer. Chem. Soc. 35, 501—519, 1913.

G. Arrivaut. Etude du système manganèse-argent. C. R. 156, 1539—1541, 1913.



- H. S. Van Klooster.** Normal and abnormal cases of specific volume of binary liquid mixtures. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 145—150, 1913.
- George McPhail Smith.** Heterogeneous equilibria between aqueous and metallic equilibria. Second paper. The interaction of mixed salt solutions and liquid amalgams. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 39—49, 1913.
- W. Titow.** Über das Gesetz der Hydrodiffusion einer Mischung von $KCl + NaCl$ und die Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von der anfänglichen relativen Konzentration der Komponenten. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., 61—86, 1913. (Russisch.)
- Richard C. Tolman.** The general principles of equilibria in divided, systems. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 307—316, 1913.
- Richard C. Tolman.** Equilibria in dispersed systems and the thermodynamic theory of colloids. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 317—333, 1913.
- Edward W. Washburn and Earle K. Strachan.** The laws of „concentrated“ solutions. V. Part I: The equilibrium between arsenious acid and iodine in aqueous solution; Part II: A general law for chemical equilibrium in solutions containing ions; Part III: The energetics of the reaction between arsenious acid and iodine. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 681—714, 1913.
- O. Sackur.** Geschmolzene Salze als Lösungsmittel. III. Mitteilung: Der Dissoziationsgrad gelöster Salze. ZS. f. phys. Chem. **88**, 297—314, 1913.
- James Frederick Spencer.** Cuprijodat. ZS. f. phys. Chem. **88**, 290—296, 1913.
- C. Ferdinand Nelson.** Studies on osmosis. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 658—671, 1913.
- G. Jäger.** Die kinetische Theorie des osmotischen Drucks und der Raoult'schen Gesetze. Wien. Anz. 1913, 217.
- Irving Langmuir.** Chemical reactions at very low pressures. I. The clean-up of oxygen in a tungsten lamp. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 105—127, 1913.
- G. v. Georgievics.** Über das Wesen und die Ursachen der Sorption aus wässrigen Lösungen. ZS. f. phys. Chem. **88**, 269—280, 1913.
- A. Holt, E. C. Edgar and J. B. Firth.** Sorption von Wasserstoff durch Palladiumblech. (Berichtigung.) ZS. f. phys. Chem. **88**, 507, 1913.

3. Elektrochemie.

(Vgl. auch IV, 2 und IV, 8.)

- Horace G. Byers and Seth C. Langdon.** Relation between the magnetic field and the passive state of iron. III. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 759—767, 1913.
- Jacques Carvallo.** Conductibilité électrique de l'éther pur. C. R. **156**, 1609—1611, 1913.
- Robert Bourdillon.** The Preparation of Conductivity Water. Journ. Chem. Soc. **103**, 791—795, 1913.
- Stuart J. Bates.** The calculation of equivalent conductance at infinit dilution. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 519—535, 1913.
- K. Hopfgartner.** Die elektrische Leitfähigkeit von Lösungen einiger Acetate in Essigsäure. Wien. Anz. 1913, 220.
- Harold Hartley and William Henry Barrett.** Notes on the Determination of the Electrical Conductivity of Solutions. Journ. Chem. Soc. **103**, 786—791, 1913.
- E. W. Washburn and J. E. Bell.** An improved apparatus for measuring the conductivity of electrolytes. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 177—184, 1913.
- James Frederick Spencer.** Cuprijodat. ZS. f. phys. Chem. **88**, 290—296, 1913.

- A. W. Browne and M. E. Holmes.** Behavior of the hydronitrogens and their derivatives in liquid ammonia. V. Electrolysis of a solution of ammonium trinitride in liquid ammonia. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **85**, 672—681, 1913.
- Reinhard Beutner.** On a new kind of electromotive force and some possible applications to physico-chemical problems. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **85**, 344—352, 1913.
- James M. Bell and Alexander L. Feild.** Electromotive force of silver nitrate concentration cells. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **85**, 715—718, 1913.
- Gilbert N. Lewis and Frederick G. Keyes.** The potential of the lithium electrode. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **85**, 340—344, 1913.

4. Photochemie.

- A. Tian.** Sur la relation entre l'énergie lumineuse et l'action photochimique. *C. R.* **156**, 1601—1604, 1913.
- Frédéric Reverdin.** Petite notice sur une réaction photochimique. *Bull. soc. chim.* (4) **18**, 485—486, 1913.
- N. Marenin.** Versuche zur Ermittlung des Einflusses von Licht auf die Oberflächenspannung einiger Lösungen. *Journ. d. russ. phys.-chem. Ges.* **45**, phys. T., 28—30, 1913. (Russisch.)
- Marcel Gompel et Victor Henri.** Etude quantitative de l'absorption des rayons ultraviolets par les alcaloïdes du groupe de l'atropine. *C. R.* **156**, 1541—1544, 1913.
- N. Hesehus.** Die Unabhängigkeit der Oberflächenspannung lichtempfindlicher Lösungen von der Beleuchtung. *Journ. d. russ. phys.-chem. Ges.* **45**, phys. T., 31—35, 1913. (Russisch.)
- Fritz Weigert und Ludwig Kummerer.** Quantitative Untersuchung der photochemischen Umwandlung von o-Nitro-benzaldehyd in o-Nitrosobenzoessäure. *Chem. Ber.* **46**, 1884—1885, 1913.
- Giacomo Ciamician und P. Silber.** Chemische Lichtwirkungen. XXVI. Autooxydationen. IV. *Chem. Ber.* **46**, 1558—1565, 1913.

5. Thermochemie.

- De Forcerand.** Sur la relation de Trouton. *C. R.* **156**, 1439—1443, 1913. Berichtigung S. 1642.
- William Jacob Jones.** Über die Beziehung zwischen geometrischer Form und Dampfdruck, Löslichkeit und Formenstabilität. *Ann. d. Phys.* (4) **41**, 441—448, 1913.
- Lothar Wöhler und S. Streicher.** Über Messung relativer Oberflächenenergie am Iridiumtrichlorid. *Chem. Ber.* **46**, 1720—1725, 1913.
- A. W. Browne and A. E. Houlehan.** Behaviour of the hydronitrogens and their derivatives in liquid ammonia. IV. Pressure-concentration isotherms in the system ammonia, ammonium trinitride. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **85**, 649—658, 1913.
- Gilbert N. Lewis.** The free energy of chemical substances. *Journ. Amer. Chem. Soc.* **85**, 1—30, 1913.
- De Forcerand.** Sur l'état dissimulé dans les hydrates. *C. R.* **156**, 1506—1509, 1913. Berichtigung S. 1642.
- E. Wedekind.** Zur Kinetik der Ammoniumsalze. Duplik an Herrn von Halban. *ZS. f. phys. Chem.* **88**, 370—372, 1913.
- H. v. Halban.** Schlußwort an Herrn Wedekind. *ZS. f. phys. Chem.* **88**, 373, 1913.
- Camille Matignon.** La loi de volatilité dans les réactions chimiques. *C. R.* **156**, 1536—1538, 1913.
- Taffanel et Le Floch.** Sur la combustion des mélanges gazeux et les retards à l'inflammation. *C. R.* **156**, 1544—1546, 1913.



- Albert Parker.** Influence of Increase of Initial Temperature on the Explosiveness of Gaseous Mixtures. Journ. Chem. Soc. **103**, 934—940, 1913.
- Fritz Ephraim.** Entgegnung auf die Notiz des Herrn F. Friedrichs. ZS. f. phys. Chem. **88**, 257—259, 1913.
- Paul Kukuk.** Unsere Kohlen. Eine Einführung in die Geologie der Kohlen unter Berücksichtigung ihrer Gewinnung, Verwendung und wirtschaftlichen Bedeutung. Mit 60 Abbildungen im Text und drei Tafeln. X u. 120 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1913. (Sammlung: Aus Natur und Geisteswelt, 396. Bändchen). (Preis 1 *M.*, geb. 1,25 *M.*) *

6. Struktur. Kristallographie.

(Vgl. auch I, 5.)

- O. Lehmann.** Erforschung der Molekularkräfte durch Störung des molekularen Gleichgewichtes bei flüssigen Kristallen. Verh. D. Phys. Ges. **15**, 413—422, 1913.
- Theodore W. Richards.** The chemical significance of crystallin form. Journ. Amer. Chem. Soc. **35**, 381—396, 1913.
- G. K. Burgess and J. J. Crowe.** Preliminary note on the critical ranges, A 3 and A 2, of pure iron. Journ. Washington Acad. **8**, 329—332, 1913.
- James Ernest Marsh and William Claude Rhymes.** Some Double Salts with Acetone of Crystallisation and the Crystallisation of Silver Iodide, Silver Bromide, and Cuprous Iodide. Journ. Chem. Soc. **103**, 781—786, 1913.
- W. Guertler.** Der gegenwärtige Stand der Forschungen auf dem Gebiete der Metallographie. Fortschr. d. naturw. Forschung, herausgeb. von Emil Abderhalden, **8**, 1—50, 1913.

IV. Elektrizität und Magnetismus.

1. Allgemeines.

- H. Rudolph.** Die hydrodynamische Äthertheorie. Dokumente zur Freiheit der Wissenschaft und Begleitwort zu meinem Vortrag auf der 84. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Münster i. W. am 17. September 1912. 3 u. 46 S. Coblenz, Verlag von W. Groos, Hofbuchhandlung (L. Meinardus), 1913. (Preis 1,20 *M.*) *

2. Elektrizitätserregung.

(Siehe außerdem IV, 6 und IV, 12.)

(Vgl. auch III, 3.)

3. Elektrostatik.

- H. Gehrocke und R. Seeliger.** Über Oberflächenladungen auf Leitern im Vakuum. Verh. D. Phys. Ges. **15**, 438—450, 1913.

4. Maße und Meßinstrumente.

- F. Paschen.** Laboratoriums-Galvanometer. Phys. ZS. **14**, 521—524, 1913.
- S. Borowik.** Das Graduieren eines Elektrometers. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. **45**, phys. T., Abt. II, 64—65, 1913. (Russisch.)

W. Rogowski. Über einige Anwendungen des magnetischen Spannungsmessers. Arch. f. Elektrot. 1, 511—527, 1913.

5. Apparate.

J. Zenneck. Das Verhalten von Aluminium-Ventilzellen, besonders bei Hochfrequenz. Phys. ZS. 14, 535—540, 1913.

L. Schüler. Berechnung der Zugkraft von Elektromagneten. Arch. f. Elektrot. 1, 538, 1913.

Paul Kalisch. Erwiderung. Arch. f. Elektrot. 1, 538—539, 1913.

R. V. Picou. Sur les machines dynamo-électriques à excitation interne. C. R. 156, 1535—1536, 1913.

6. Thermoelektrizität und reversible Wärmewirkungen des Stromes.

(Vgl. auch VI, 4.)

7. Irreversible Wärmewirkungen des Stromes.

8. Elektrizitätsleitung in festen Körpern und Flüssigkeiten.

(Vgl. auch III, 3.)

F. Streintz und A. Wesely. Über den Widerstand zwischen zwei ebenen, sich berührenden Metallplatten. 1. Mitteilung. Phys. ZS. 14, 489—497, 1913.

Jacques Carvallo. Conductibilité électrique de l'éther pur. C. R. 156, 1609—1611, 1913.

9. Elektrizitätsleitung in Gasen. Elektrolumineszenz.

R. Reiger. Über den Einfluß der räumlichen Ladung auf den Anodenfall. Verh. D. Phys. Ges. 15, 397—401, 1913.

R. Reiger. Über den Einfluß räumlicher Ladung auf Schichten und Schichtenbildung. Verh. D. Phys. Ges. 15, 423—430, 1913.

Augusto Righi. Über die magnetische Trennung der von Funken in einem verdünnten Gase ausgehenden Ionen. (Sulla separazione magnetica dei ioni emessi dalle scintille in un gas rarefatto.) Phys. ZS. 14, 540—543, 1913.

10. Kathodenstrahlen. Becquerelstrahlen und verwandte Erscheinungen. Röntgenstrahlen.

J. Stark. Einfaches Verfahren zur Darstellung von Argon; chemische Aktivierung zweiatomiger Gase im Glimmstrom. Phys. ZS. 14, 497—498, 1913.

E. Gehrcke und R. Seeliger. Über Oberflächenladungen auf Leitern im Vakuum. Verh. D. Phys. Ges. 15, 438—450, 1913.

Ernst Wagner. Über die Reflexion von Wasserstoffkanalstrahlen. Ann. d. Phys. (4) 41, 209—229, 1913.

M. de Broglie et F. A. Lindemann. Sur les phénomènes optiques présentés par les rayons de Röntgen rencontrant des milieux cristallins. C. R. 156, 1461—1463, 1913. Berichtigung S. 1642.

P. P. Erwald. Zur Theorie der Interferenzen der Röntgenstrahlen in Kristallen. Phys. ZS. 14, 465—472, 1913. Berichtigung S. 560.

- W. H. Bragg.** Die Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallen. (The reflection of X-rays by crystals.) *Phys. ZS.* 14, 472—473, 1913.
- D. Imitani and I. Yamakawa.** Radioactivity of the Hot Springs in the Beppu Region, Bungo. *Proc. Tôkyô Math.-Phys. Soc.* (2) 7, 32—36, 1913.
- E. v. Schweidler.** Über die α -Strahlung dicker Schichten. *Phys. ZS.* 14, 505—507, 1913.
- J. Gedult v. Jungenfeld.** Über den Durchgang der β -Strahlen durch Materie. *Phys. ZS.* 14, 507—514, 1913.

II. Magnetische Eigenschaften der Körper.

- W. Luthe.** Ballistische Messungen der magnetischen Viskosität unter besonderer Berücksichtigung der Selbstinduktion. *Verh. D. Phys. Ges.* 15, 457—484, 1913.

12. Elektromagnetisches Feld. Induktion.

- Fritz Hilde.** Die Lagrangesche Funktion des ferromagnetischen Feldes. *Arch. f. Elektrot.* 1, 505—510, 1913.
- G. R. Olshausen.** Absolute Formeln für die Anziehung coaxialer Selenoide. *Ann. d. Phys.* (4) 31, 273—288, 1913.
- Ad. Schmidt.** Über die gegenseitige Einwirkung zweier Magnete in beliebiger Lage. *S.-A. Terrestr. Magnetism and Atmosph. Electr.* 1912, 181—182; 1913, 65—70.
- André Léauté.** Sur les précautions à prendre pour l'emploi de la résonance dans les essais de câbles électriques destinés à de hautes tensions. *C. R.* 156, 1582—1584, 1913.
- Karl Kuhlmann.** Die Rückwirkung des Einschaltstromes von Transformatoren auf das Netz. *Arch. f. Elektrot.* 1, 527—538, 1913.

13. Schnelle elektrische Schwingungen.

- N. Linnitschenko.** Zur Frage über elektrische Dispersion im Benzol, Toluol und Petroleum. *Phys. ZS.* 14, 543—555, 1913.
- J. Wallot und K. Schäfer.** Fortpflanzungsgeschwindigkeit elektromagnetischer Wellen an metallisch umhüllten Drähten. *Ann. d. Phys.* (4) 41, 230—246, 1913.
- C. Tissot.** Influence des oscillations électriques sur la conductibilité de certains sels métalliques fondus. *C. R.* 156, 1523—1526, 1913.
- L. W. Austin.** A Comparison of arc and spark sending apparatus for radiotelegraphy. *Journ. Washington Acad.* 3, 284—286, 1913.
- Gotthelf Leimbach.** Die Energieaufnahme elektrischer Sender von kleiner Wellenlänge. *Phys. ZS.* 14, 473—485, 1913.
- Hermann Rohmann.** Über das Auftreten der Stoßerregung bei mehreren Koppelungen. *Phys. ZS.* 14, 528—535, 1913.
- Hans Busch.** Verhalten des Quecksilberlichtbogens und des Quecksilbergleichrichters bei schnellen Schwingungen. *Phys. ZS.* 14, 524—528, 1913.
- W. Arcadiew.** Über die Reflexion elektromagnetischer Wellen an Drähten. *Journ. d. russ. phys.-chem. Ges.* 45, phys. T., 45—60, 1913. (Russisch.)
- L. W. Austin.** Difference in strength of day and night signals in radiotelegraphy. *Journ. Washington Acad.* 3, 326—328, 1913.

- E. Hupka.** Die Generatoren für ungedämpfte Schwingungen in der drahtlosen Telegraphie. Die Naturwissenschaften 1, 598—602, 1913.
- A. Petrowsky.** Wissenschaftliche Grundlagen der drahtlosen Telegraphie. Teil 1, 476 S. St. Petersburg 1913. (Russisch.) *

14. Elektro- und Magnetooptik. Lichtelektrizität.

- W. Dziewulski.** Über den magnetischen Kerreffekt bei äquatorialer Magnetisierung. Phys. ZS. 14, 485—489, 1913.
- W. Voigt.** Weiteres zum Ausbau der Koppelungstheorie der Zeemaneffekte. Ann. d. Phys. (4) 41, 403—440, 1913.
- R. Fortrat.** Simplification des raies spectrales par le champ magnétique. C. R. 156, 1459—1461, 1913.
- R. Fortrat.** Le triplet magnétique normal et la règle de Preston. C. R. 156, 1607—1609, 1913.
- A. Cotton et H. Mouton.** Biréfringence magnétique de mélanges liquides. C. R. 156, 1456—1459, 1913.
- J. Chaudier.** Sur les variations du pouvoir rotatoire magnétique dans les changements d'état. C. R. 156, 1529—1532, 1913.
- R. Pohl und P. Pringsheim.** Über den normalen Photoeffekt von K-Amalgamen verschiedener Konzentration. Verh. D. Phys. Ges. 15, 431—437, 1913.
- A. Partsch und W. Hallwachs.** Über das Reflexionsvermögen dünner Metallschichten, sowie longitudinale Wirkung und Eindringungstiefe bei der Lichtelektrizität. Ann. d. Phys. (4) 41, 247—272, 1913.

V. Optik des gesamten Spektrums.

1. Allgemeines.

- W. Wien.** Recent theories of heat and radiation. Journ. Washington Acad. 8, 273—284, 1913.
- L. Décombe.** Sur la viscosité de l'atome. C. R. 156, 1598—1601, 1913.
- Carl Benedicks.** Déduction de la loi de Planck de la distribution de l'énergie par l'hypothèse d'agglomération. C. R. 156, 1526—1529, 1913.
- Fritz Reiche.** Die Quantentheorie. (Dargestellt im Anschluß an den Verhandlungsbericht des Solvay-Kongresses in Brüssel 1911). Die Naturwissenschaften 1, 549—553, 568—572, 1913.

2. Optische Apparate. Photographische Optik.

- L. Chaumont.** Sur la théorie des appareils servant à l'étude de la lumière polarisée elliptiquement. C. R. 156, 1604—1606, 1913.
- J. Ludwig.** Verfeinerung bzw. Vereinfachung der Spiegelablesung. Phys. ZS. 14, 557, 1913.
- H. Faßbender.** Die günstigste Anwendungsart des Hartmannschen Objektiv-Prüfungsapparates. ZS. f. Instrkde. 83, 177—183, 1913.
- C. Leiss.** Untersee-Spektrograph. ZS. f. Instrkde. 83, 183—186, 1913.
- S. Pokrowsky.** Über eine Art von Halbschatteninterferometern. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 45, phys. T., 1—20, 1913. (Russisch.)

3. Fortpflanzung. Reflexion. Brechung. Dispersion.

- K. v. Auwers und F. Eisenlohr.** Zur Frage nach der Konstanz der Refraktionsäquivalente. *ZS. f. phys. Chem.* 88, 429—441, 1913.
- Carl Lübben.** Dispersion und Dissoziationsgrad wässeriger Metallsalzlösungen im Ultravioletten. *S.-A. Sitzungsber. u. Abh. naturf. Ges. zu Rostock (N. F.)* 5, 27—51 u. 15 Tabellen, 1913.
- Karl Grufki.** Über die Dispersion wässeriger Salzlösungen im sichtbaren Spektrum. Mit 1 Tafel. *S.-A. Sitzungsber. u. Abh. naturf. Ges. zu Rostock (N. F.)* 5, 99—136, 1913.
- N. Linnitschenko.** Zur Frage über elektrische Dispersion im Benzol, Toluol und Petroleum. *Phys. ZS.* 14, 543—555, 1913.
- Benkt Söderborg.** Eine Untersuchung bezüglich des Zusammenhanges zwischen Absorption, Dispersion und Fluoreszenz des Lichtes. *Ann. d. Phys. (4)* 41, 381—402, 1913.

4. Interferenz. Beugung. Ultramikroskopie.

5. Polarisation. Doppelbrechung. Kristalloptik. Natürliche Drehung der Polarisationsenebene.

- D. Vorländer und M. E. Huth.** Über den Charakter der Doppelbrechung pleochroitischer flüssiger Kristalle. *ZS. f. phys. Chem.* 88, 424—428, 1913.

6. Emission. Absorption. Photometrie.

(Vgl. auch VI, 4.)

- E. Goldstein.** Über ein noch nicht beschriebenes, anscheinend dem Helium angehörendes Spektrum. *Verh. D. Phys. Ges.* 15, 402—412, 1913.
- Keivin Burns.** Mesures interférentielles de longueurs d'onde dans le spectre du fer. *C. R.* 156, 1611—1613, 1913.
- Victor Henri.** Eine einfache Methode zur Erhaltung eines kontinuierlichen Spektrums im Ultravioletten. *Phys. ZS.* 14, 516, 1913.
- Benkt Söderborg.** Eine Untersuchung bezüglich des Zusammenhanges zwischen Absorption, Dispersion und Fluoreszenz des Lichtes. *Ann. d. Phys. (4)* 41, 381—402, 1913.
- Walter Jaeschke und Julius Meyer.** Die Absorptionsspektren von Salzen des Mangans in den verschiedenen Wertigkeitsstufen. *ZS. f. phys. Chem.* 88, 281—289, 1913.
- Jan Bielecki und Victor Henri.** Quantitative Untersuchung über die Absorption ultravioletter Strahlen durch Azeton. *Phys. ZS.* 14, 516—521, 1913.
- P. G. Nutting.** On the absorption of light in heterogeneous media. *Journ. Washington Acad.* 3, 322—326, 1913.
- H. Rubens.** Über die Absorption des Wasserdampfs und über neue Reststrahlengruppen im Gebiete der großen Wellenlängen. *Berl. Ber.* 1913, 513—549.
- Victor Henri.** Methode der quantitativen Messung der Absorption im Ultravioletten. *Phys. ZS.* 14, 515—516, 1913.
- Raphael Meldola und John Theodore Hewitt.** The Absorption Spectra of Some Derivatives of the Nitroaminophenols in Relation to their Constitution. *Journ. Chem. Soc.* 103, 876—885, 1913.

- A. Partsch und W. Hallwachs.** Über das Reflexionsvermögen dünner Metallschichten, sowie longitudinale Wirkung und Eindringungstiefe bei der Lichtelektrizität. *Ann. d. Phys.* (4) **41**, 247—272, 1913.

7. Lumineszenz.

(Siehe außerdem IV, 9.)

- Benkt Söderborg.** Eine Untersuchung bezüglich des Zusammenhanges zwischen Absorption, Dispersion und Fluoreszenz des Lichtes. *Ann. d. Phys.* (4) **41**, 381—402, 1913.

8. Physiologische Optik.

- P. Lasarew.** Über eine Erweiterung des Fechnerschen psychophysischen Gesetzes in bezug auf die Gesichtswahrnehmungen. *Journ. d. russ. phys.-chem. Ges.* **45**, phys. T., 21—27, 1913. (Russisch.)

VI. Wärme.

1. Allgemeines. Thermodynamik. Anwendung auf thermische Vorgänge.

- M. Póányi.** Neue thermodynamische Folgerungen aus der Quantenhypothese. *ZS. f. phys. Chem.* **83**, 339—369, 1913.
- L. Gay.** Sur le calcul des chaleurs latentes de vaporisation. *C. R.* **156**, 1464—1466, 1913.
- P. Ehrenfest.** Bemerkung betreffs der spezifischen Wärme zweiatomiger Gase. *Verh. D. Phys. Ges.* **15**, 451—456, 1913.
- E. Wertheimer.** Über die Abhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten und des Kompressibilitätskoeffizienten des Wasserdampfs von Druck und Temperatur. *ZS. f. phys. Chem.* **83**, 260—268, 1913.
- W. Wien.** Recent theories of heat and radiation. *Journ. Washington Acad.* **3**, 273—284, 1913.

2. Kinetische Theorie der Materie.

- G. Jäger.** Die kinetische Theorie des osmotischen Drucks und der Raoult'schen Gesetze. *Wien. Anz.* 1913, 217.
- W. Gaede.** Die äußere Reibung der Gase. *Ann. d. Phys.* (4) **41**, 289—336, 1913.
- W. Gaede.** Die Molekularluftpumpe. *Ann. d. Phys.* (4) **41**, 337—380, 1913.

3. Thermische Ausdehnung.

- E. Wertheimer.** Über die Abhängigkeit des Ausdehnungskoeffizienten und des Kompressibilitätskoeffizienten des Wasserdampfs von Druck und Temperatur. *ZS. f. phys. Chem.* **83**, 260—268, 1913.

4. Temperaturmessung.

(Vgl. auch IV, 6 und V, 6.)

5. Zustandsgleichung. Änderung des Aggregatzustandes.

- B. Weinberg.** Die Aufgaben der Physik der festen Körper und ihre Fortschritte auf einigen Gebieten in den letzten Jahren. Journ. d. russ. phys.-chem. Ges. 45, phys. T., Abt. II, 67—115, 1913. (Russisch.)
- C. W. Kanolt.** The melting points of some refractory oxides. Journ. Washington Acad. 8, 315—318, 1918.
- P. H. Hofbauer.** Neue Formeln zur Berechnung des Sättigungsdrucks des Wasserdampfs. 2. Folge. ZS. f. phys. Chem. 88, 336—338, 1913.

6. Kalorimetrie. Spezifische und latente Wärme.

- Walter P. White.** New modified thermoelectric methods in calorimetry. Journ. Washington Acad. 8, 319—321, 1918.
- P. Ehrenfest.** Bemerkung betreffs der spezifischen Wärme zweiatomiger Gase. Verh. D. Phys. Ges. 15, 451—456, 1913.
- L. Gay.** Sur le calcul des chaleurs latentes de vaporisation. C. R. 156, 1464—1466, 1913.

7. Wärmeleitung.

VII. Kosmische Physik.

Bücher sind durch ein * am Ende der Zeile bezeichnet.

1. Astrophysik.

1 A. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

P. Salet. On the earth light comprised in the brightness of the midnight sky. *Astrophys. J.* **87**, 4, 291—293, 1913.

A. Pannekoek. Die heißesten Sterne. *Astr. Nachr.* **194**, 4657, 10, 1913.

1 B. Planeten und Monde.

The physical appearance of Mars. *Nature* **91**, 2272, 280, 1913.

1 C. Fixsterne und Nebelflecke.

The spectra of Nova Geminorum. *Nature* **91**, 2271, 252—253, 1913.

The spectra of spiral nebulae and globular star clusters. *Nature* **91**, 2273, 304, 1913.

Radial velocities of stars with the prismatic camera. *Nature* **91**, 2271, 253, 1913.

The Parallax of the nebula G. O. 117 = N. G. O. 221. *Nature* **91**, 2273, 304, 1913.

1 D. Die Sonne.

W. H. Julius. The total solar radiation during the annular eclipse on april 17, 1912. *Astrophys. J.* **87**, 4, 225—239, 1913.

Frequency of prominences on eastern and western limbs of the sun. *Nature* **91**, 2272, 281, 1913.

C. G. Abbot. The Variation of the Sun. *Astr. Nachr.* **194**, 4656, 431—435, 1913.

F. W. Ristenspart. Beobachtungen während der totalen Sonnenfinsternis am 9. Oktober 1912 mittels einer Selenzelle. *Astr. Nachr.* **194**, 4656, 418—427, 1913.

1 E. Kometen.

A new faint comet (1913 a). *Nature* **91**, 2272, 280, 1913.

1 F. Meteore und Meteoriten.

William E. Rolston. A brilliant meteor on April 23. *Nature* **91**, 2270, 215, 1913.

Meteorite from Kansas. *Nature* **91**, 2271, 253, 1913.

Meteor. *Ann. d. Hydr.* **41**, 5, 270, 1913.

Beobachtung eines hellen Meteors am 16. April 1913 abends auf der k. k. Sternwarte zu Prag. *Astr. Nechr.* **194**, 4656, 435, 1913.

1 G. Zodiakallicht.

2. Meteorologie.

2 A1. Allgemeines und zusammenfassende Arbeiten.

- Hellmann. Psychologisch bedingte Fehler bei meteorologischen Beobachtungen. Sitzber. Kgl. Akad. Berlin 1918, Nr. 14/15.
- German meteorological reports. Nature 91, 2270, 230, 1913.
- H. Perrotin. Sur la météorologie agricole. Annu. soc. mét. de France 61, 113—131, 1913.
- Frans Linke. Über das Summen der Telegraphendrähte. Wetter 80, 5, 116—117, 1913.
- Richard Greipel. Das Summen der Telegraphendrähte. Wetter 80, 5, 116, 1913.
- G. Raymond. Quelques observations nouvelles sur les bruits téléphoniques et les courants telluriques. Annu. soc. mét. de France 61, 162—172, Mai 1913.
- A. J. Berry. The atmosphere. (Cambridge manuals of science and literature.) 16°. 154 p. Cambridge University Press. 1 sh. *
- B. C. Mossman. Southern hemisphere seasonal correlations. Symons's Met. Mag. 1913, April.
- J. Siedenburg. Merkwürdiges vom meteorologischen Jahre 1912. Wetter 80, 4, 91—93, 1913.
- G. Barbé. L'hiver 1912—1913. Annu. soc. mét. de France 61, 140—141, 1913.
- Alfred Angot. Sur un mode de classification des hivers. Annu. soc. mét. de France 61, 109—112, 1913.
- Observations météorologiques faites au grand Saint-Bernard pendant le mois de Mars 1913. Arch. sc. phys. et nat. 118, 4, 421, 1913.
- Observations météorologiques faites à l'observatoire de Genève pendant le mois de Mars 1913. Arch. sc. phys. et nat. 118, 4, 417, 1913.
- Résumé des observations faites par les membres et les correspondants de la société. (Mars 1913.) Annu. soc. mét. de France 61, 142 u. 173, 1913.
- Résumé des observations météorologiques faites à l'observatoire du Parc Saint-Maur en février et mars 1913. Annu. soc. mét. de France 61, 143—148 u. 174—180, 1913.
- K. Joester. Übersicht über die Witterung in Zentraleuropa im Februar und März 1913. Wetter 80, 4 u. 5, 108, 1913.
- Die Witterung an der deutschen Küste im März 1913. Ann. d. Hydr. 41, 5, 274—276; April 41, 6, 330—332, 1913.

2 A2. Erforschung der oberen Luftschichten.

- C. J. P. Cave. The structure of the atmosphere in clear weather. (A study of soundings with Pilot Ballons.) Cambridge University Press. 1912. 4°. pp. 144. Ref. William R. Blair. Astrophys. J. 87, 4, 298—301, 1913.
- Josef Reger. Der Kälterückfall vom 10. zum 11. April 1913. Wetter 80, 4, 85—87, 1913.
- El. Gold. The upper air during Föhn. Nature 91, 2272, 282, 1913.
- H. Maurice. Sur les résultats donnés par les ballons-sondes au nord du cercle polaire. Annu. soc. mét. de France 61, 137—140, 1913.
- Messungen der Luftströmungen bei Nacht durch Luftballone. Deutsche Luftfahr.-ZS. 1913, Nr. 9.
- Josef Reger. Die Erscheinungen der oberen Luftschichten über Lindenberg im März und April 1913. Wetter 80, 4, 83—84; 5, 109—110, 1913.
- E. Kleinschmidt. Die meteorologischen Arbeiten der Drachenstation am Bodensee im März und April 1913. Wetter 80, 4, 84—85; 5, 110—111, 1913.

Die Temperatur der oberen Luftschichten im März und April 1913 im Kgl. Preuß. Aeronautischen Observatorium Lindenberg, 122 m über NN., und an der Drachenstation am Bodensee in Friedrichshafen, 395 m über NN. Kartenbeilage zu Wetter 80, 4 u. 5, 1913.

2 A₁. Luftfahrt und Flugwesen.

- L. Ambronn.** Beschreibung eines neuen Instruments zur Messung der Bewegung von Ballons und Flugzeugen. ZS. f. Instrkde., Heft 4, 1913.
W. Leick. Über die Bestimmung der geographischen Breite aus Polarsternbeobachtungen. Deutsche Luftfahrer-ZS. Nr. 7, 1913.
A. Wedemeyer. Höhen- und Azimuttafeln für 50° und 55° n. Br. und Greenwicher Sternzeit. Herausgegeben von der Motorluftschiff-Studiengesellschaft, Berlin 1911, und Sterntafeln. Höhen und Azimute von 20 Sternen für 60° n. Br. und Greenwicher Sternzeit. Motorluftschiff-Studiengesellschaft, Berlin 1913. Ref. Sk., Ann. d. Hydr. 41, 6, 326—327, 1913.

2 B. Eigenschaften der Atmosphäre und Beimengungen zu derselben.

Hellmann. Über die Herkunft der Staubbälle im „Dunkelmeer“. Sitzber. Kgl. Akad. Berlin 1913, Nr. 14/15.

2 C₁. Lufttemperatur.

- Rudel.** Von dem Temperaturgang und der Lufttrübung im Jahre 1912. Wetter 80, 4, 88—91, 1913.
K. Joester. Die Temperaturverhältnisse im Februar 1913 unter etwa 50° n. Br. Wetter 80, 5, 109, 1913.

2 C₂. Strahlung.

2 D. Luftdruck.

2 E. Winde und Stürme.

- E. Stummer.** Die Erforschung der Föhnerscheinungen in den Alpen. Geogr. Anz. 1913, Heft 5.
Charles J. P. Cave. The winds in the free air. Nature 91, 2273, 307—311, 1913.
Der „Jamaika-Zyklon“ im November 1912. Marine-Rundsch. 1912, Heft 4.
A. Hamberg. Några ord om luftcirkulationen i norra Sverige. „Ymer“ 1913, Heft 1.
A. Knoth. Orkan auf den Palau-Inseln am 26. November 1912. Ann. d. Hydr. 41, 5, 269—270, 1913.

2 F. Wasserdampf.

W. Halbfaß. Neuere Versuche, die Verdunstung von Wasserflächen zu messen, insbesondere von Seen. Beitr. z. Geophys. 12, 3.

2 G. Niederschläge.

- W. Smith.** Rainfall and flow conditions in Ohio, March 23rd—28th, 1913. Sc. Amer. Suppl. 1913, May 10.
Niederschläge in Zentraleuropa in mm im Februar und März 1913. Kartenbeilage zu Wetter 80, 4 u. 5, 1913.

2 H. Atmosphärische Elektrizität.

- Gockel.** Mesures du courant électrique passant de l'atmosphère à la Terre faites chaque jour à Fribourg, a 2^h 30 du soir Mars 1913. Arch. sc. phys. et nat. 118, 416, 1913.
- Edmund Scheibener.** Das Gewitter und seine Begleiterscheinungen im Aberglauben des deutschen Volkes. Wetter 80, 5, 111—114, 1913.
- K. Köhler.** Die Elektrizitätsträger der atmosphärischen Luft. Die Naturwissenschaften 1913, Heft 14.
- J. Rouch.** Observations d'électricité atmosphérique dans l'Atlantique. Annu. soc. mét. de France 61, 149—161, May 1913.
- V. H. Jackson.** Atmospheric electrification during dust-storms. Nature 91, 2270, 213, 1913.
- Schwartz.** La formation des orages dans les régions montagneuses de l'Afrique occidentale. La Géogr. 1913, Nr. 3.

2 I. Meteorologische Optik.

- A. Boutaric.** Sur une relation entre l'absorption atmosphérique et la polarisation de la lumière diffusée par le ciel. C. R. 156, 16, 1913.
- Die Trübung der Atmosphäre durch Vulkanasche im Sommer und Herbst 1912 nach den Beobachtungen einiger bayerischen Stationen. Beob. d. met. Stat. i. Kgr. Bayern 1912.
- B. Bokardt, K. Boll.** Kann durch Schnee ein „Regen“bogen entstehen? Wetter 80, 5, 117, 1913.
- F. Hapke.** Über fortlaufende Registrierung der Ortshelligkeit. 8°. 53 S. Kiel, H. Asmussen, 1913. *
- Atmospheric refraction irregularities. Nature 91, 2273, 306—307, 1913.

2 K. Synoptische Meteorologie.

- Gustav Swoboda.** Sommerliche, über dem nördlicheren Europa stationäre Antizyklen. Wetter 80, 5, 97—107, 1913.

2 L. Dynamische Meteorologie.

- Cl. Hess.** Sur la formation des trombes par vagues aériennes Arch. sc. phys. et nat. 118, 4, 388—389, 1913.

2 M. Praktische Meteorologie.

- Großmann.** Fortschritte der Wettertelegraphie. Wetter 80, 4, 73—82, 1913.
- H. Bahr.** Der wetterkundliche Unterricht. Ein Vorschlag zur Reform des Unterrichts in der Meteorologie an höheren Lehranstalten. Wetter 80, 5, 117—120, 1913.
- Hermann Bongards.** Bemerkungen zu dem Aufsatz „Island als Wettermacher Mitteleuropas“. Wetter 80, 5, 114—116, 1913.
- R. Börnstein.** Der norddeutsche Prophetentag. Wetter 80, 4, 93—96, 1913.
- R. Börnstein.** Wandkarten zur Wetterkunde I. Hochdruckwetter. II. Tiefdruckwetter. Karte. Berlin, D. Reimer. (Preis 4 M.) *
- Meteorological Service in Canada. Canadian weather forecasting. A. addendum to „Gales from the great lakes to the maritime provinces“ covering the years 1905—1912 both inclusive. (B. C. Webber.) 8°. 29 p. Ottawa 1913. Government Printing Bureau.
- B. Spariosu.** Das Wetter im Jahre 1913 (1 Bl.). Uj-Ozora (Ungarn) 1913, Selbstverlag. (Preis 0,30 M.) *
- Assmann und Fr. Linke.** Gewitter- und Böenwarnungsdienst. Deutsche Luftfahrer ZS. Nr. 9, 1913.

